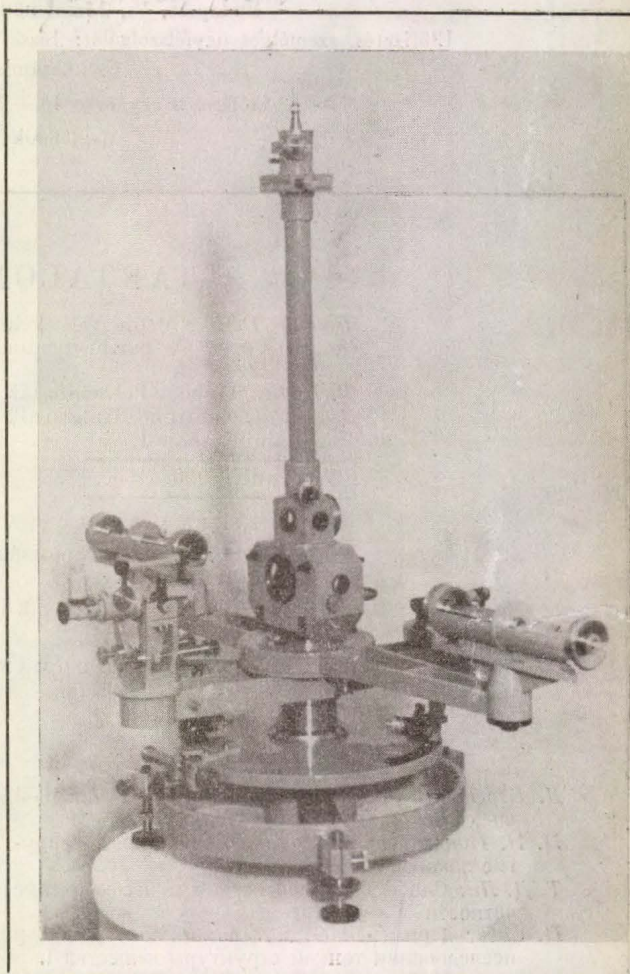


# FIZIKAI SZEMLE

IX. ÉVFOLYAM  
1959.

1.



EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT.





Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György, Somogyi Antal,  
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat

Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.

Távbeszélő: 111-010 \*

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat

Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022.

Csekkszám: 61257.

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente tízszer

## TARTALOMJEGYZÉK

*Berényi Dénes*: Megjegyzések a magspektroszkópia problémáihoz

*C. N. Yang*: A paritásmegmaradás tétele és más szimmetria törvények

*T. D. Lee*: Gyenge kölcsönhatások és a paritás meg nem maradása

*Szabó Pál*: Neutrondiffrakció alkalmazása az anyag finomszerkezeti kutatásban I.

W. Pauli 1900—1958

A FIZIKA TANÍTÁSA

*Nagy Zoltán*: Az elektromosság elemi töltésének meghatározása Millikan-módszerrel

HÍREK — EGYESÜLETI ÉLET

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

## СОДЕРЖАНИЕ

*Д. Берényи*: Замечания к проблемам ядерной спектроскопии

*Ц. Н. Янг*: Теорема сохранения четности и другие законы симметрии

*Т. Д. Ли*: Слабые взаимодействия и несохранение четности

*П. Сабо*: Применение дифракции нейтронов в исследовании тонкой структуры вещества I.

В. Паули 1900—1958

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

*З. Надь*: Определение элементарного заряда электричества методом Милликена

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ОБЗОР КНИГ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## INHALT

*D. Berényi*: Bemerkungen zu den Problemen der Kernspektralanalyse

*C. N. Yang*: Der Paritätserhaltungssatz und andere Symmetriegesetze

*T. D. Lee*: Schwache Wechselwirkungen und die Nicht-Erhaltung der Parität

*P. Szabó*: Die Anwendung der Neutronenbeugung in der Feinstrukturuntersuchung I.

W. Pauli 1900—1958

UNTERRICHT DER PHYSIK

*Z. Nagy*: Die Bestimmung der elektrischen Elementarladung nach der Millikanschen Methode

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

BUCHBESPRECHUNG

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címkegyűjtő: Az Eötvös Loránd Geofizikai Intézet tihanyi obszervatóriumának abszolút mágneses teodolitja

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1958. XI. 12. Példányszám: 1800. Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlőczy utca 2. — 47507/59 — Felelős vezető: Bernát György



IX. XII. kiadás

## A FIZIKAI SZEMLE IX. ÉVFOLYAMÁNAK TARTALOMJEGYZÉKE

### TUDOMÁNYOS CIKKEK

A VI. magyar fizikus vándorgyűlés .....	295
Abonyi Iván: Mesterséges holdak és az általános relativitáselmélet .....	273
Almár Iván: Új problémák és eredmények az asztronautika területén .....	299
L. A. Arczimovics: A szabályozott termionukleáris reakciók vizsgálata a Szovjetunióban .....	44
Berényi Dénes: Megjegyzések a magspektroszkópia problémáihoz egy svédországi tanulmányúttal kapcsolatban .....	3
Berkes István—Szabó Ferenc: A II. Genfi Atomenergia Konferencia .....	39
N. Bogoljubov: Új kutatások a többtest problémával kapcsolatban .....	227
Domokos Gábor: A nukleon elektromágneses szerkezete .....	206
F. Dyson: Az új születése a fizikában .....	209
Egyed László: A gravitációs mérések fejlődése .....	291
A. Einstein: Maxwell befolyása a fizikai valóságról kialakított nézeteink fejlődésére .....	187
Ernst Lajos: Az ionfalszivattyú .....	176
Gergely György: Objektív színmérés .....	264
Gyimesi Zoltán: Az első magyar kísérleti atomreaktor .....	232
Györgyi Géza: Az atommagok izomériája I., II. ....	278, 308
Györgyi Géza: Elemek, atomok, periódusos rendszer V. ....	242
G. Heber: A térelméleti kutatások mai helyzete .....	248
Hédervári Péter: Nukleáris robbantások geofizikai tanulmányozása .....	239
Hédervári Péter: A hold fizikai vizsgálatának néhány eredménye .....	105
Hofmann Tibor: A fototron .....	259
Horváth Árpád: Háromszázötven éves a távcső .....	199
D. D. Ivanenko: Az elemi részek fizikájának fejlődése .....	111
Károlyházi Frigyes: Űr és órák .....	80
Koltay Ede: Nagyenergiájú részecskegyorsítók új szerkesztési elve .....	139
Koltay Ede: Erős fókuszálás kisenergiájú ionoptikai rendszerekben .....	182
T. D. Lee: A gyenge kölcsönhatások és a paritás meg nem maradása .....	13
Nagy Ernő: A rakéták és rakétahajtóművek működéseinek mechanikai alapjai .....	99
Nagy Tibor: A buborékkamra .....	117
Novobátsky Károly köszöntése .....	71
Marx György: A neutrínó .....	167
Mátrai Zemplén Jolán: Pósa János .....	52
<b>W. Pauli</b> .....	24
Pócsa Jenő: E. Torricelli .....	135
Sinka József: A kozmikus sugárzás kutatása mesterséges égítetekkel .....	304
Szabó János: Elemek, atomok, periódusos rendszer I., II., III., IV. ....	122, 150, 189, 214
Szabó Pál: Neutron diffrakció alkalmazása az anyag finomszerkezeti kutatásban I, II., III. ....	18, 58, 85
C. N. Yang: A paritás megmaradásának tétele és más szimmetriatörvények .....	8
D. Voszkojovnik: A nukleáris fegyverek hatásai .....	145
Zsoldos Lehel: A röntgenmikroszkóp .....	74

### A FIZIKA TANÍTÁSA

W. Bothe: Néhány jótanács ifjú fizikusoknak .....	126
Osekő Árpád: Demonstrációs elektrométer feszültségforrással .....	89
Hedvig Péter: Demonstrációs kísérletek a fizikushallgatók valószínűségszámítási előadásaihoz .....	317
Koczás Gyula: Aero és hydrodinamikai készülék .....	62
Koczás Gyula: Sugárvédelmi feladatok iskolánkban .....	63



<i>Nagy Zoltán</i> : Az elektromosság elemi töltésének meghatározása Milikan módszerrel .....	26
<i>Pócsa Jenő—Sass Elemér</i> : Egyszerű kísérletek optikai leképző rendszerek felbontóképességének tanítására ...	250
<i>Prohászka Kamill</i> : A Maxwell-féle elmélet a középiskolában .....	283
<i>Szimán Oszkár</i> : A napállandó mérése vízkaloriméterrel .....	158
<i>Vermes Miklós</i> : Folyadékok különböző hőkiterjedésének bemutatása .....	218
<i>Vermes Miklós</i> : Mérőkísérletek az ellenállásnak a hőmérséklettől való függésére .....	219

## KÖNYVSZEMLE

<i>Horváth Árpád</i> : Az óra regénye .....	93
<i>Novobátzky Károly</i> : A fizikai magismerés úttörői .....	223
<i>Magyar Endre</i> : Grafikus számítások a híradástechnikában .....	93
<i>H. Mielke</i> : Út a végtelenbe.....	66
<i>E. Spolszkij</i> : Atomfizika II. ....	222
<i>Vermes Miklós</i> : Tanári zsebkönyv .....	25
<i>Vermes Miklós</i> : A relativitáselmélet.....	125
A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL .....	34, 67, 94, 196, 223, 255, 287
EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK .....	23, 30, 64, 90, 93, 127, 161, 195, 220, 252, 284



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IX. évfolyam

I. szám

1959. január

## Megjegyzések a magspektroszkópia problémáihoz egy svédországi tanulmányúttal kapcsolatban

Talán eltérek a szokásos gyakorlattól, amikor úti beszámolómban, mint azt már a cím is jelzi, elsősorban nem a látottakról ill. azok részleteiről, hanem inkább az azok alapján levonható következtetésekről szeretnék beszámolni.

Beszámolómnak ez a formája összefügg kiküldetésem tulajdonképpeni céljával. Ez kettős volt. Egyrészt, bizonyos technikai részletkérdéseket tanulmányoztam azokban az intézetekben, amelyek magspektroszkópiai problémákban világviszonylatban az élvonalbeli intézetek közé tartoznak, másrészt ezen túlmenőleg, általános tájékozódást igyekeztem szerezni a magspektroszkópia, közelebbről a béta-spektroszkópia helyzetéről, nyílt problémáiról és általában területek mérési lehetőségeiről.

Úgy gondolom viszont, hogy a forráspreparálás vagy a diafragmák kiképzésének és elhelyezésének részletkérdései nem tarthatnak számot általános érdeklődésre még azok körében sem, akik a magfizika vagy közelebbről a magspektroszkópia iránt érdeklődnek. Így tehát inkább azokat az általános következtetéseket szeretném ismertetni, pontosabban azt a képet, amelyik a látottak és olvasottak alapján kialakult bennem a magspektroszkópia általános helyzetéről és az ezen a területen most mérés alatt lévő és mérendő problémákkal kapcsolatban.

Szeretném azonban előljáróban megjegyezni azt is, hogy ezek a nézetek és vélemények nem kizárólag a svédországi tapasztalatokon alapulnak, ha talán elsősorban arra támaszkodnak is. Abban a szerencsés helyzetben voltam ugyanis, hogy a svédországi út előtt 10 napot Jugoszláviában tölthettem a magspektroszkópia tanulmányozására. Svédországba utaztomban, ill. visszajövet pedig egy-egy napig ill. két napig a prágai, berlini, valamint a koppenhágai intézetben is időztem. Svédországból visszaérkeztem óta, pedig ez év január végén és február elején több magyar kollégával együtt részt vettem a leningrádi magspektroszkópiai konferencián és ezzel kapcsolatosan láthattam a Szovjetunió legnevezetesebb magspektroszkópiai intézeteit. Annak a képnek kialakítá-

sát, amelyről jelenlegi előadásomban szeretnék beszámolni, mindezen intézetek igen nagymértékben befolyásolták.

Végül még egy bevezető megjegyzést szeretnék tenni. Az itt tárgyalt vélemények és nézetek közül vannak egészen határozottan kikristályosodottak, mások talán vitathatók, nem egészen kialakultak. Az egész állásfoglalás azonban természetesen szubjektív jellegű és akaratlanul is esetleg egyoldalú lehet. Mivel pedig hazánkban a magspektroszkópia egyes problémáinak kitűnő szakértői vannak, mindazt, amit elmondok, tekintsek egyéni véleménynek. Nagyon örülnék, ha volna rá alkalmunk, hogy az esetleges problematikus kérdéseket közösen tisztázzuk.

### *Jelenleg vizsgált problémák az atommagspektroszkópiában*

A magspektroszkópián belül elsősorban a  $\beta$ -spektroszkópiai szempontokra leszek tekintettel, az egyéb kérdéseket csak éppen érintem. Béta-spektroszkópiáinak tekintek egy problémát, ha vizsgálatához béta-spektrométer szükséges. Ha táblázatszerűen össze akarnánk állítani azokat a témákat, amelyek jelenleg a magspektroszkópia (elsősorban  $\beta$ -spektroszkópia) kurrens témáit képezik, akkor vázlatosan a következő nagyobb problémaköröket különböztetjük meg.\*

A továbbiakban nézzük az egyes problémaköröket kissé részletesebben. Itt szeretném azután az egyes pontokkal kapcsolatban bemutatni azt is, hogy az általam meglátogatott intézetekben ezek közül melyiket és milyen formában vizsgálják.

Ismeretes, hogy a konverziós koefficiensek ismeretéből és különböző elektronhéjakra vonatkozó viszonyaiból az átmenet multipolaritására és elektromos vagy mágneses jellegére, ebből pedig azon nívók spin és paritás viszonyaira lehet következtetni, amelyek között az átmenet történt. De ugyanezen vizsgálatokból a mag struktúrára, pon-

\* A táblázatban és a cikk további részében szereplő magspektroszkópiai fogalmakkal kapcsolatban lásd a Fizikai Szemle 1955. évi 5. és 6. számában megjelent „Gamma-spektroszkópia” című cikket.

\* Előadás az Eötvös Loránd Fizikai Társulatban, 1958. máj. 19-én.



Problémakör	Kívánalmak a berendezéstől	Alkalmas spektroszkóp típusok
1. Konverziós vonalak, konverziós koeffi- ensek és azok viszonyainak vizsgálata. Külső konverziós vonalak	Jó feloldóképesség, pontos energia meghatározás, a vonalak intenzitás viszonyainak összehasonlíthatósága	Kettős fókuszálású spektrométerek vas felhasználásával vagy a nélkül; priz- matikus spektrométer; homogénterű permanens mágneses spektrográf
2. Folytonos bétaspektrumok vizsgálata	Nagy transzmisszió és nagy luminó- zítás, kedvező szórás viszonyok a a spektrométeren belül. Nagy feloldó képesség nem lényeges	Mágneses lencse spektrométerek külön- böző változatai (rövid, hosszú, kettős lencse spektrométerek), lehetőleg vas felhasználása nélkül
3. Koincidencia-spektrometrikus vizs- gálatok a sugárzások egymásutánjá- nak megállapítására	Nagy transzmisszió, minél kisebb legyen a szórt mágneses tér értéke a detektor és a forrás helyén, feloldó- képességre nincsenek nagy követel- mények (alacsony rendszámú izotó- poknál)	Közbenső képű (intermediate image) spektrométer, orange spektrometer, vasköpenyes hosszú lencse spektro- méterekkel együtt
4. Szögkorrelációs vizsgálatok ( $\beta-\gamma$ , $e^--\gamma$ , $a-e^-$ , $e^--e^-$ )	Nagy transzmisszió, kis szórt tér a forrás és detektor helyén, viszonylag kicsi legyen a spektrométerben kihasz- nált kúpszög értéke. A feloldóképes- ség értéke nem kritikus	Vasköpenyes lencse spektrométerek meg- felelően kialakított típusai, (esetleg vasköpeny nélkül is) a spektrométeren kívüli és különböző szögirányba beál- lítható szcintillációs spektrométerrel kombinálva
5. Egyes a paritás meg nem maradással kapcsolatos $\beta$ -spektrometriaival vona- kozású problémák (pl. pozitron pola- rizáció vizsgálata G—T átmenetknél)	Lehetőleg nagy transzmisszió, nagy feloldás nem lényeges, elég nagy legyen a távolság a forrás és detektor között, hogy a közvetlen $\gamma$ -k teljesen leárnyékolhatóak legyenek	Valamilyen mágneses lencse spektro- méter típus

tosabban a mag kiterjedésére is következtetni lehet (l. pl. Sliv ill. Rose számításai a konverziós koefficiensekre különböző feltételezések alapján a mag méreteire). Ezekhez a vizsgálatokhoz használják a kettősfókuszáló béta-spektrométereket, amelyek, alakított vasmaggal készülnek. Egy-egy ilyen van Uppsalában és a stockholmi Nobel Intézetben is. Ezeknek a feloldóképessége kb. 0,1% nagyságrendű, ugyanilyen nagyságrendű transzmisszió mellett. Ezen vasmagos berendezéseknek azonban az a hibája, hogy a vasmag permeabilitása a mágnesezettséggel változik és így a tér formája is, továbbá különösen alacsony energiáknál egyéb mágneses rendellenességek is fellépnek (remanencia).

Eppen ezért az a törekvés nyilvánul meg a spektrométereknél, hogy a vasmagot lehetőleg kiküszöböljék, különösen a nagy pontosságú berendezések esetében. A Siegbahn-féle vasmagmentes kettősfókuszálású berendezés, amely az uppsalai fizikai intézetben van, részben kiküszöböli a vasmag jelenlétéből eredő hibákat, részben pedig a feloldóképességet kb. 1 nagyságrenddel megjavítja (kb. 0,01%-ra). Pontossága pedig 0,001 %. Ez utóbbi berendezéssel az egészen alacsony energiatartományban lehet dolgozni és így külső konverzió segítségével igen alkalmas a karakterisztikus röntgen-vonalak vizsgálatára, amely béta-spektroszkópiailag szempontból is igen fontos.

Ebben a csoportban említhetjük még a prizmatikus béta-spektrométert és a permanens mágneses spektrográfot is. Az előbbi Keljman és munkatársai fejlesztették ki a Szovjetunióban. Az optikai

analógia alapján két mágneses lencséből és köztük egy mágneses prizmából áll. Paraméterei kb. megegyeznek a vasmagos kettős fókuszálású spektrométerével.

A permanens spektrográf modern formáját Slätis (Nobel Intézet) és Rosenblum (Franciaország) fejlesztették ki. Nagy előnye gyorsasága. Egyszerre nagy energia tartományt fog át és éppen ezért nem kell a rövid felezési idejű izotópoknál a lebomlást korrekcióba venni. A spektrométerben kialakuló vonalak igen pontos energia-meghatározást tesz lehetővé. Hátrányos viszont, hogy az intenzitás-kiértékelés a fotografikus regisztrálás miatt nem pontos, továbbá, hogy meg lehetőségen erős forrást kell használni.

A második fontos problémakör a folytonos bétaspektrumok vizsgálata. Ebben a témakörben sok eredmény született már. Még a 30-as évek második felében a Fermi-elmélet helyességét igazolták, majd a 40-es évek, különösen a vége felé, meghozták a spektrum alak részletes vizsgálata folytán a tiltott spektrumok ismeretét. Ezekkel a módszerekkel vizsgálták a Fierz-féle interferencia termék jelenlétét, vagy jelen nem létét is.

Hogy azonban ezen a téren ma is milyen új eredmények várhatók, arra talán legjellemzőbb a múlt évben a Physical Review-ben megjelent két cikk. Az egyik, F. T. Porter-nek és munkatársainak cikke (Vol. 107. No 1), méltán keltett feltűnést, Ők két egyébként jól ismert spektrumú és kb. hasonló végső energiájú és alacsony Z-jű bétabomló izotópot, a  $P^{32}$ -t és a  $Na^{24}$ -et vizsgálták meg ugyanazon spektrométerben. Azt talál-



ták, hogy ezek a külön-külön jól megvizsgált és más-más szerzők által megengedett alakúnak ismert spektrumok nem egyeztek meg teljesen ugyanazon spektrométerben vizsgálva. L. M. Langer és munkatársa viszont (Vol. 108. No. 1.) a  $\text{Th}^{233}$  tiltottnak ismert spektrumáról mutatta ki annak megengedett voltát. A kérdés instrumentális oldalát tekintve, magával a spektrométerrel kapcsolatban nem nagyok a követelmények, legalább is a feloldóképesség szempontjából. Maga Porter is ezeket a legújabb érdekes eredményeket 2% feloldóképességű mágneses lencse spektrométerrel érte el. Általában ezekre a célokra különböző mágneses lencse spektrométereket használnak. Igen nagyok a követelmények azonban a szórás csökkentésére a spektrométeren belül. Ez sokszor igen fáradságos kísérleti munkával, új diafragmák elhelyezésével, azok anyagának megfelelő megválasztásával, a vákuumkamra falának stb. szórásmentesítésével történik. Ugyanígy magasak a követelmények a forrás preparálással kapcsolatban: a hátlap vékonysága, a forrás vékonysága és homogenitása, nagy specifikus aktivitás, lehetőleg hordozómentes forma és a forrástartó földelése. A nagy luminózitás, ami nagy transzmisszió mellett nagy felületű forrás használatát jelenti, azért fontos, hogy nem elég nagy specifikus aktivitású preparátumból is vékony forrást lehessen készíteni. Mindezek ezt a témakört meglehetősen nehéz és kritikussá teszik és érdekes módon sem Uppsalában, sem Stockholmban, sem általában Európában ezekkel a problémákkal nem foglalkoznak. Fő központjai az Indianai Egyetem Langer vezetésével, a Columbia Egyetemen Wu csoportjában, valamint Porter és munkatársai az Argonne kutató intézetben, továbbá a StLouis-i Washington Egyetemen vannak.

A harmadik csoport a különböző sugárzások között fellépő koincidenenciák vizsgálata. Természetesen fontos szerepet kapnak itt a szcintillációs-számlálók, valamint a gyors és lassú koincidenenciakörök a gamma-gamma koincidenenciák vizsgálatára és megfelelő változtatható, késleltethető vonalak segítségével a gerjesztett nivók élettartamának a mérésére. Külön spektrométereket, ún. kettős koincidenencia bétaspektrométereket építettek azonban arra a célra, hogy a belső konverziós vonalak koincidenenciáit vizsgálják. Megfelelő késleltetés beiktatásánál természetesen itt is lehetséges a nivók élettartamának mérése. Ugyancsak fontos szerepet tölt be az ún. koincidenencia bétaspektrométerek tervezése, amelyeknél a forrás mögött egy nátriumjodid kristályt, illetőleg egy szcintillációs gamma-spektrométert helyeznek el és ezt hozzák koincidenenciába a béta-detektorba érkező elektronok által kiváltott jelekkel. Két speciális vasköpenyes hosszú lencse spektrométerből álló, kettős koincidenencia spektrométer, amelyik béta-gamma koincidenencia mérésekre is alkalmas, Uppsalában már két vagy három éve működik, a stockholmi Nobel Intézetben viszont most épül és két „intermediate image” spektrométerből fog

állni. A  $\beta$ - $\gamma$ -koincidenencia spektrométerre jó példa a de Waard által épített, Hollandiában, és az inhomogén terű toroid spektrométer (orange) Koppenhágában. Egy negyvenkét légrésű toroid-szektor típusú  $\beta$ -spektrométerből kialakított koincidenencia spektrométer van működésben intézetünkben is.

Ezek a spektrométerek alkalmasak arra is, hogy a bomlási sémákban parciális bétaspektromokat szétválasszuk egymástól és ilyen módon pontosabban megállapítsuk a bomlási sémát.

Igen fontos problémakört jelent és amellet meglehetősen új terület is, a már jól ismeretes gamma-gamma szögkorrelációs méréseken kívül a béta-gamma és a konverziós elektron-gamma szögkorrelációk mérése. Ennél úgy kell eljárni, hogy a forrás mögött a spektrométeren kívül helyezik el a gamma-detektort és ez szögben elforgatható forrás, mint középpont körül. Ilyen berendezés világszerte sem sok van, pedig magával a spektrométerrel kapcsolatban nem nagyok a követelmények, csak természetesen a koincidenencia miatt nagy térszögkihasználásra van szükség. Speciális követelmény azonban, hogy a spektrométerben a részecskék kiindulási szöge lehetőleg kicsi legyen, mert csak ebben az esetben beszélhetünk jól definiált irányról a béta-részecskék esetében, amelyhez viszonyítva vizsgáljuk a gamma korrelációt különböző szögeknél. A  $\gamma$ - $e^-$  és  $\gamma$ - $\beta$  szögkorrelációs mérések igen érdekesek, mert míg az  $\alpha$ - $\gamma$  és  $\gamma$ - $\gamma$  szögkorrelációs mérésekből csak a magnívó impulzusmomentumára, itt a paritásra, ill. a  $\beta$ -kölesönhatás típusára is vonatunk le következtetést.

Az  $e^-$ - $e^-$  és  $e^-$ - $\beta$  szög-korrelációk precíz mérésére olyan kettős  $\beta$ -spektronéterre lenne szükség, amilyen jelenleg sehol sincs működésben a világon.

Összefoglalva a látottakat általános tapasztalat, hogy egy-egy magspektroszkópiával foglalkozó intézetben spektroszkópos csoportot alakítanak ki, több egymást kölcsönösen kiegészítő berendezéssel ellátva. Az uppsalai intézetben foglalkoznak más témákkal is, pl. fúziós problémákkal, kozmikus sugárzás vizsgálatával, Röntgen-fizikával, radioaktív szénnel történő kormeghatározással, stb. A súly azonban itt kétségtelenül a magspektroszkópián van, úgy, hogy ebben a tárgykörben több csoport dolgozik. Mint részben már említettem, a következő fontosabb magspektroszkópiai berendezések vannak működésben Uppsalai Egyetem Fizikai Intézetében: vasmagos és vas-mag nélküli kettős fókuszálású  $\beta$ -spektrométer, kettős koincidenencia  $\beta$ -spektrométer, és egy vasköpenyes hosszú lencse spektrométer, amelyet egy szcintillációs spektrométerrel együtt  $\beta$ - $\gamma$ , ill.  $e^-$ - $\gamma$  szögkorrelációs mérésekre állítottak be.

Igen fejlett a szögkorrelációs mérés technika egyéb vonatkozásban is Uppsalában.  $\gamma$ - $\gamma$  szögkorrelációs méréseknél a mozgó számlálót automatikus szerkezet viszi tovább és jegyzi fel a mért impulzus értéket. Van egy négy számlálóból álló  $\gamma$ - $\gamma$  szögkorreláció mérésére szolgáló berendezés



is, amely speciális elektronika felhasználásával az azonos idő alatt nyerhető adatok számát több, mint egy nagyságrenddel megnöveli. Ezeket a berendezéseket azután mágneses térbe is tudják helyezni (az utóbbit éppen ottilétemkor jusztirozták egy 60 ezer Gauss erősségű térben) és így mérhető egyes gerjesztett állapotok mágneses momentuma is. Mindez kitűnő elektronikus berendezésekkel egészül ki, pl. a kettős koincidenencia spektrométernél a gerjesztett állapotok élettartamának mérésére automatikus késleltető berendezés van, amely a különböző késleltetéshez tartozó koincidenencia számot külön dekatron egységeken jegyzi fel.

A Nobel Intézet magspektroszkópai bázisa egy vasmagos kettős fókuszálási spektrométer, amellyel a konverziós vonalak intenzitásvizsgálatait lehet precízen tanulmányozni. Ezt egészíti ki több permanens mágneses spektrográf a vonalak energiájának pontos meghatározására. Az alacsony specifikus aktivitású preparátumok vizsgálatára és részben szorosabb értelemben vett  $\beta$ -spektroszkópai célra a közbenső képű spektrométer első példánya szolgál. Két másik ilyen spektrométerből jusztirozás alatt van egy kettős koincidenencia  $\beta$ -spektrométer. Itt is rendelkezésre áll azután természetesen a megfelelő szcintillációs számlálók, koincidenencia-körök, sok csatornás impulzus analízátorok szükséges mennyisége. Szögregrelációs vizsgálatok ebben az intézetben nem folynak. Viszont felszerelésüket egy izotóp szeparátor és két ciklotron (ezek közül az egyik szinkro) „egészíti ki”. Uppsalában az izotóp szeparátor és a színrociklotron nem magában a fizikai intézetben, hanem a szembenlévő Gustaf Werner rádiókémiai intézetben van.

Nagyjából hasonlóan épülnek fel a többi láttott intézetben is a magspektroszkópos csoportok, mind Belgrádban, mind a Szovjetunióban: egymást kiegészítő tulajdonságokkal rendelkező berendezések együtteséből.

A munkamódszer pedig, hogy komplett vizsgálatokat végeznek egy-egy izotóp vagy még inkább izotóp csoport bomlási sémáiról. Pl. permanens mágneses spektrográffal és kettős fókuszálási spektrométerrel megvizsgálják a vonalak pontos elhelyezkedését, ill. intenzitás viszonyait. Kettős koincidenencia spektrométerrel, ill. koincidenencia  $\beta$ -spektrométerrel a sugárzások egymásutánját állapítják meg. Közben megfelelő késleltetések beiktatásával mérik az állapotok közepes élettartamát és így tovább. Az ilyen komplex vizsgálatoknak olyan nagy jelentőséget tulajdonítanak, hogy pl. a Nobel Intézet a saját kettős koincidenencia spektrométerének elkészültéig az ilyen irányú vizsgálatokat Uppsalában végezte. Viszont Hollandiából vendég kutatók más komplex-vizsgálatok kiegészítéseképpen a nagy luminizációs közbenső képű spektrométeren végeztek méréseket.

Érdekes azonban az, hogy a paritás meg nem maradásával kapcsolatban felmerült sokágú problémára vonatkozólag semmiféle munkát nem

láttam Svédországban\*. Sem polarizált magokkal nem folytak kísérletek, sem pedig gamma-polarizációs vizsgálatokat nem folytattak. Igaz, hogy Uppsalában találkoztam Page és Melvin professzorokkal, akik Amerikából vendég professzorként működtek az uppsalai fizikai intézetben. Közülük az első ezen problémák kitűnő kísérleti, a másik elméleti szakértője. (Az utóbbinak részt is vettem egy ilyen tárgyú szemináriumán, amit az intézet tagjai számára tartott). Úgy látszik, ebbe a problémakörbe csak most kezdenek bekapcsolódni.

### *Saját lehetőségeink*

Egy-egy csoport munkájával megismerkedve, az instrumentális problémák megbeszélése után tanácsot igyekeztem kérni arravonatkozólag, hogy az adott berendezés megépítésénél, tervezésénél milyen tanácsokat tudnak adni, ill. hogy milyen berendezést tartanak megépítésre egyáltalán érdekesnek.

Kettős fókuszáló vasmagos berendezés építéséhez ma már nem igen érdemes hozzáfogni. Ez a berendezés mindenekelőtt nagyon igényes a megfelelő minőségű vasmagra, de az alakított mágneses pófák megmunkálása sem egyszerű. Ugyanakkor bizonyos olyan hátrányokkal rendelkezik, amelyeket vasmag nélküli kettős fókuszálási berendezést építve, eleve kiküszöbölünk és amellett megépítése is több szempontból egyszerűbb. Pl. Belgrádban is ilyen építettek, amelyik méreteiben nagyobb, mint az uppsalai eredeti. (Meg kell jegyeznünk, hogy a méretek nagyobbítása nem egyszerűen rekord kérdése, mert ha egy adott spektrométert kétszeres lineáris méretben készítünk el, egyébként azonban teljesen azonosan, a luminizációja azonnal négyszeres lesz.)

Nyilvánvaló, hogy csak olyan problémakörbe érdemes belefogni, amelyikben meglehetősen hamar lehet eredményt elérni, nem kell még további éveket berendezés építésére fordítani. Különben nem tudjuk a világ fejlődési színvonalát elérni ebben a tudományágban, amint azt Siegbahn professzor is megjegyezte, amikor ezekről a problémákról a véleményét kérdeztem.

Fel lehet azonban természetesen tenni a kérdést, hogy vajon célunk-e egyáltalán, hogy a világ-színvonal élvonalába kerüljünk ezen a téren.

A másik lehetőség ugyanis, hogy nem is törekszünk arra, hogy az előadásom előző részében leírt komplett magspektroszkópos csoportot hozzunk létre, hanem megelégszünk azzal, hogy a rendelkezésünkre álló egy-két eszközzel a lehetőség szerint kimérünk néhány problémát. Hogy melyik utat választjuk, az természetesen nemcsak elvi megfontolásoktól függ, hanem attól is, hogy milyen anyagi eszközök és nem utolsósorban, milyen szellemi kapacitás áll majd rendelkezésre erre a

\* Legutóbb az előbbieken ismertetett  $\beta$ - $\gamma$  szögregrelációs mérésekre beállított spektrométer segítségével megmérték a  $\beta$ -cirkulárisan polarizált  $\gamma$  szögregreláció v/c függését a  $C0^{60}$  esetében (közlés alatt a Phys. Rev.-ben).



célra. Hogy azonban nem volna reménytelen a jobb és tökéletesebb út sem, azt éppen belgrádi kollégáink példája mutatja, akik (a szovjet vagy svéd kollégáinkkal ellentétben) csak néhány éve jelentkeztek ebben a tudományágban, és mégis magasszínvonalú, jól felszerelt, komplett magspektroszkópiai csoporttal rendelkeznek.

Mindenesetre a magspektroszkópia a magfizikának olyan területe, ahol viszonylag kis anyagi eszközökkel kisebb országok és kisebb intézetek is komoly eredményeket érhetnek el.

Siegbahn professzor azt a tanácsot adta (és ezt saját intézetében is elvként követi), hogy ami berendezés készen kapható a világpiacra, azt készen kell megvenni, mert különben értékes energiákat kötünk le és tulajdonképpen a tényleges fizikai kutató munkától vonjuk el. „Ha mindent magunk akarunk csinálni, úgy csak lemaradni lehet” — hogy megint az ő szavait idézzem. Megkérdezte tőlem, mennyi időbe került a mi spektrométerünk elkészítése. Mikor megmondtam, ő azt válaszolta, hogy a legjobb technikai és szellemi kapacitással rendelkező intézetben is egy béta-spektrométer műhelymunkája és jusztirozása legalább két-három év. De amit most meg lehet mérni, azt most kell megmérni. Két három év múlva, amire egy berendezés elkészülne, már ezeket a problémákat mások megmérték. Berendezést csak akkor érdemes építeni, ha annak valami olyan új sajátja lesz, hogy vele valami olyat vagy olyanmódon mérhetünk, amit az eddigi berendezésekkel nem lehetett.

Ez azonban természetesen elég nehéz probléma. Másrésztől ugyanis nem elég készen venni berendezéseket, mert nagyon nehéz egy készen kapott berendezéssel, ha egyébként a technikával nem ismerős valaki, komoly eredményt elérni. Vagy már itthoni munkával kell (sokszor igen fáradtságosan) a tapasztalatokat megszerezni, vagy hosszabb, egy, esetleg két éves időtartamig kell működni vendégkutatóként egy ilyen tapasztalatokkal rendelkező intézetben. Az utóbbi mindenesetre gyorsabb és szokásosabb út a nemzetközi tudományos életben. Mindenütt azt tapasztaltam, hogy a spektrométerek valósággal „élnek”, így egy készen kapott berendezést is föltétlenül kell fejleszteni. Sehol sem találtam spektrométereket (pl. a Nobel-Intézetbeli kettősfókuszálású berendezést, vagy az intermediate image spektrométert) abban az állapotban, ahogyan azt az irodalomból ismertem. A vizsgálatok folyamán állandóan tökéletesednek, új igényekhez alkalmazkodnak a műszerek.

Ha tehát volna lehetőségünk hazánkban egy komplett magspektroszkópos csoport kifejlesztésére, akkor föltétlenül fel kell használni azokat a vásárlási lehetőségeket, amelyek mind a Szovjetunióban, mind pl. Svédországban kínálóznak. De talán méginkább azokat a vendégkutatói helyeket, amelyek a Szovjetunióban is és Svédországban és Dániában is úgy szólván rendelkezésünkre állnak. Hogy sokszor igen komplikált berendezések vásárlása egy másik intézettől meny-

nyire szokásos a tudományos életben, arra igen jó példa, hogy az uppsalai intézetben lévő Gerholm-féle kettős koincidencia spektrométer pontos mását a Columbia Egyetem Wu intézete vásárolta meg és egy hasonló rendelés érkezett Izraelből is. Ugyanakkor viszont az uppsalai intézet időkésleltető rendszere gerjesztett állapotok élettartamának mérésére a kanadai McGill Egyetemen készült.

A következő kérdés: hol vannak olyan problémák a magspektroszkópiában, amelyekhez a mi lehetőségeink szerint hozzá lehetne fogni? Talán leginkább szabad terület még a béta-gamma ill. konverziós elektron-gamma szögkorrelációs vizsgálatok területe. Ehhez aránylag nem nagy teljesítőképességű spektrométer kell, ami könnyen megtervezhető itthon is. Még érdekesebb azonban a béta-konverziós elektron ill. konverziós elektron szögkorrelációk vizsgálata, amelyhez kettős béta-spektrométer volna szükséges, amelyek közül az egyik a közös forrás, mint középpont körül elforgatható. Ilyen berendezés tulajdonképpen ma sehol a világon nem működik. Siegbahn volt egy ilyen berendezése, azonban kis transzmissziója miatt ezt használaton kívül helyezték. Ő maga pl. azt javasolta, hogy a mi debreceni bétaspektrométerünkhöz jó volna egy másik hasonlót építeni, ilyen jellegű vizsgálatokra.

Ugyancsak világszerte problémát jelent a rövid felezési idejű izotópok bétaspektruma. Itt nemcsak az alak probléma, hanem problematikus a végenergia pontos megállapítása is. Alkalmas módon reaktorról, ciklotronról vagy generátorral egybeépítve igen értékes vizsgálatokat lehetne folytatni ezen a területen.

További lehetőségek vannak még a béta-gamma, alfa-e<sup>-</sup> koincidencia mérésekre is, amelyek, mint láttuk, szintén nem kívánnak igényes spektrométereket. A permanens mágneses spektrométerek segítségével történő precíziós konverziós spektrum vizsgálat is olyan lehetőségek, amit pl. Belgrádban szintén világszínvonalon folytatnak.

Nem volna lehetetlen továbbá az sem, ha pillanatnyilag elég valószínűtlenül hangzik is, hogy egy európai központot építsünk ki a spektrum alak vizsgálatokra. Ehhez csak megfelelő szak tudás, ügyesség szükséges.

Itt azonban megegyeszer hangsúlyoznunk kell igen fontos előfeltételként a tanulmányutak kérdését. Siegbahn intézetében pl. a szögkorrelációs vizsgálatokat 1955-ben kezdték el. De akkor egyik vagy még több igen tehetséges emberét kiküldte a megfelelő központokba, Indiana Egyetemre (Langer és Mitchel, Konopinski), Columbia-Egyetemre (Wu), Svájcba és egy, másfél éves tapasztalatszerzés után fél, egy év alatt, megfelelő anyagi segítséggel ők is mindjárt világszínvonalon kezdhették a munkát. Megegyeszer szeretném azt is hangsúlyozni, hogy Stockholmban, Koppenhágában, Uppsalában is mondták, hogy nagyon szívesen látnak magyar kutatókat közös munkára, vendégkutatóként. De ugyanezt az információt szereztük a Szovjetunióból utunkon



is. Már haza érkezésem óta is kaptam levelet a moszkvai egyetemről, ahol ugyancsak hasonlóképpen tájékoztattak. Sajnálatosan kellett azonban az említett nyugati és szovjet intézetekben tapasztalnom és tapasztalunk, hogy míg mind itt, mind ott találkoztunk más népi demokráciákból jött vendégkutatókkal, részünkről ezek a nyílt lehetőségek nincsenek kihasználva.

Mindezeket a tudományos és szervezési problémákat azért tártam a tisztelt társulat és a kedves kollegák elé, hogy felvessek néhány szempontot, amely esetleg hozzásegíthet bennünket új lehetőségek kihasználásához és végül is új eredmények eléréséhez.

Berényi Dénes

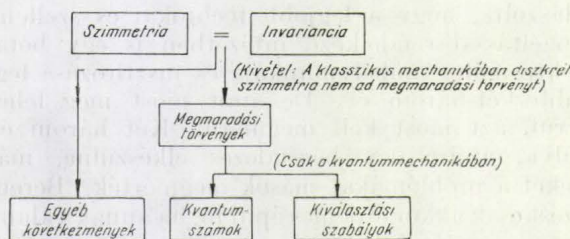
Atommagkutató Intézet, Debrecen

## A paritás megmaradásának tétele és más szimmetria-törvények

(C. N. YANG Nobel-előadása 1957.)

Örömmel ragadom meg ezt a kiváltságos alkalmat, hogy a paritás megmaradásáról és a többi szimmetria-törvényről beszéljek. Először általánosságban fogunk foglalkozni a szimmetria-törvényeknek a fizikában betöltött szerepével, majd arra a fejlődési folyamatra irányítjuk figyelmünket, amely végül a paritásmegmaradás törvényének cáfolatához vezetett. Befejezésül néhány más szimmetria-törvényről fogok szólni, amelyeket a fizikusok a tapasztalatból ismertek meg, amelyekről azonban ma még nem áll előtünk teljes és fogalmilag egyszerű kép. A paritás-megmaradás törvényének megcáfolása óta végbement érdekes, rendkívül izgatató fejlődési folyamatról T. D. Lee fog előadásában beszámolni [1].

megmaradási tételek fontosságával a fizikusok már régen tisztában voltak, a szimmetria-törvényekkel való szoros kapcsolatukat csak a huszadik század elején ismerték fel [2] (lásd az 1. ábrát).



1. ábra.

### Szimmetria-elvek

A szimmetria-elvek létezése teljes összhangban van mindennapos tapasztalatainkkal. E szimmetria-tulajdonságok legegyszerűbbike: a tér homogén és izotróp volta. E fogalmak eredete visszanyúlik az emberi gondolat fejlődéstörténetének korai szakaszára. Már nem ennyire egyszerű szimmetria-tulajdonság a mechanikai törvények invarianciája egy állandó sebességgel mozgó koordinátarendszerbe való áttranszformálással szemben — más néven: a Galilei-transzformációval szembeni invariancia — amelyet korán felismertek és amely Newton-féle mechanika egyik sarokkövévé lett. A fizikusok e szimmetria-elvek következményeit az elmúlt évszázadokban nagymértékben felhasználták és azokból számos fontos eredmény adódott. Erre jó példa a tétel, amely szerint az izotróp szilárd testek rugalmassági tulajdonságait két állandó tökéletesen jellemzi.

A szimmetria-törvények következményeinek másik típusa a megmaradási törvényekkel áll szoros kapcsolatban. Ma a fizikusok előtt közismert tény, hogy általában minden szimmetria-elvből (vagy, ami ugyanaz: invariancia-elvből) következik egy megmaradási törvény. A fizikai törvények térbeli eltolásokkal szemben mutatott invarianciájának például az impulzus megmaradása a folyamánya, a térbeli forgásokkal szemben mutatott invarianciából pedig az impulzusmomentum megmaradása következik. Noha e

A speciális és az általános relativitáselmélet megszületésével a szimmetria-törvények fontossága megnövekedett: kapcsolatuk a fizika dinamikai törvényivel szervezettebbé, elszakíthatatlanabbá vált, mint amilyen a klasszikus mechanikában volt, ahol — logikailag — a szimmetria-törvények csupán következményei voltak a dinamikai törvényeknek, s ezek csak mintegy véletlenül rendelkeztek a szóbanforgó szimmetria-tulajdonságokkal. A relativitáselméletben emellett a szimmetria-törvények birodalma nagymértékben gazdagodott is: olyan invariancia-tulajdonságokkal bővült, amelyek mindennapos tapasztalataink alapján egyáltalán nem voltak szembetűnőek. E törvények érvényességét bonyolult kísérletekből olvasták ki, ill. később ilyenekkel igazolták érvényüket. Szeretném hangsúlyozni, hogy a szimmetria-törvények fogalmi egyszerűsége és belső szépsége, amely a bonyolult kísérletek nyomán ilymódon kibontakozik, a fizikus számára a bátorító ösztönzés fő forrása. Ebből reményt meríthetünk arra, hogy a természetben rend uralkodik és így érdemes törekednünk, hogy azt megértsük.

A szimmetria-elvek alkalmazása azonban csupán a kvantummechanika kifejlődésével kezdett behatolni magába a fizika nyelvezetébe. Valamely rendszer állapotát jellemző kvantumszámok igen gyakran azonosak a rendszer szimmetriáját jelző számokkal. Valóban: aligha lehet túlzásba vinni a szimmetria-elvek kvantummechanikai



szerepének hangsúlyozását. Hogy két példát idézzünk: Az elemek periodusos rendszerének általános szerkezete lényegében a Coulomb-törvény izotrópiájának közvetlen következménye. — Az antirészecskék — a pozitron, az antiproton, az antineutron — létezését, mint a fizikai törvények Lorentz-transzformációkkal szemben mutatott szimmetriájának következményét az elmélet előre látta. A természet — úgy látszik — mindkét esetben a szimmetria-törvények egyszerű matematikai reprezentációját használja fel. Valahányszor elmerülünk az ehhez kapcsolódó matematikai gondolatmenet eleganciájának és gyönyörű tökéletességének szemléletében és szembeállítjuk azt sokrétű és messzire vezető fizikai következményeivel, mindannyiszor mély tiszteletérzése támadt fel bennünk a szimmetria-törvények hatalma iránt.

A szimmetria-elvek egyike: a jobb és a bal szimmetriája — egyidős az emberi civilizációval. A filozófusok hosszasan vitatták a múltban, hogy létezik-e a természetben ilyen szimmetria [3]? A mindennapi életben természetesen a jobb és a bal között lényeges különbségek vannak. Szívünk például a baloldalon foglal helyet. Sőt, sok keleti és nyugati nyelvben a jobb és bal szóhoz sajátos mellékértelme is tapad: a „jobb” néha valami jót, a „bal” esetleg valami rosszat jelenthet. A fizika törvényeiben azonban a jobb és a bal mindenkor szimmetrikusan szerepelt, a mindennapi életben mutatkozó aszimmetriát a környezet véletlen aszimmetriájának vagy a szerves élet aszimmetrikus kezdeti felvételeinek tulajdonították. A mondottakat talán a következő példa világítja meg: Ha létezne egy tükörkép-ember, akinek szíve a jobboldalon van, belső szervei, testének molekulái (például a cukormolekulák) éppen a mi szerveink, molekuláink tükörképei, és ha táplálékul a mi ételeink tükörképét fogyasztaná, úgy a fizikai törvények értelmében szervezetének éppen olyan jól kellene működnie, mint ahogy a miénk működik.

Al klasszikus fizika is felhasználta a jobb és a bal szimmetriáját, de ott a szimmetria-tulajdonság  $ból$  nem adódtak nagy gyakorlati fontosságú eredmények. Ennek egyik oka az, hogy a jobb és a bal szimmetriája *diszkrét* szimmetria, szemben a *folytonos* forgásszimmetriával. Míg a folytonos szimmetria a klasszikus mechanikában minden esetben megmaradási törvényt szolgáltat, diszkrét szimmetriából ilyen következmény ott nem adódik. A kvantummechanika bevezetésével azonban megszűnt a különbség diszkrét és folytonos szimmetria között. A kvantummechanikában a jobb és bal szimmetriája ugyancsak megmaradási törvényre vezet: a *paritásmegmaradás tételére*.

E megmaradási törvény felfedezése 1924-re nyúlik vissza. Laporte ebben az évben azt találta [4], hogy a bonyolultabb atomok energianívói két csoportra oszthatók: „gestrichene” és „ungestrichene” — vagy, korszerűbb nyelven szólva — páros és páratlan típusba sorolhatók. Laporte észrevétele szerint valahányszor az atom energia-

szintjei között végbemenő kvantumátmenet során egy foton emittálódik, az atom párosból páratlan nívóra megy át, vagy megfordítva. A későbbi fejlődés során bevezetett kifejezést alkalmazva megemlíthjük, hogy a nívók páros ill. páratlan jellegére mint a nívók paritására szokás hivatkozni. A páros nívóknak a definíció szerint  $+1$  a paritása, a páratlanoké  $-1$ . A szokásos atomi átmenetekben kibocsátott foton paritását pedig definíciószerűen  $-1$ -nek vesszük. Laporte szabályát eszerint a következő kijelentésben foglaljuk össze: a fotonkibocsátással járó atomi átmenetekben a kezdeti állapot paritása megegyezik a végállapot teljes paritásával, vagyis az atom végállapotbeli paritásával és a kibocsátott foton paritásával szorzatával. Más szavakkal: a kvantumátmenet során a paritás megmarad, nem változik meg.

1927-ben Wigner [5] mélyértelmű és döntő jelentőségű lépést tett előre: kimutatta, hogy Laporte tapasztalati szabálya az atomban ható elektromágneses erők tükrözési invarianciájának, jobb-bal szimmetriájának következménye. Ez az alapvető gondolat hamarosan behatolt a fizikusok nyelvzetébe. A jobb és bal szimmetriája felől a többi kölcsönhatástípus esetében sem kételkedett senki. Amint a fizikai kutatás kiterjeszkedett a magreakciók vizsgálatára, a béta-bomlásra, a mezon-fizikára és a ritka részek kölcsönhatásaira, ezt a gondolatot az új területekre is átvitték. A magok paritása éppen olyan megszokott fogalomná vált, mint az atomoké, a mezonok belső paritásáról pedig vita folyik és kísérleteket végeznek meghatározásukra. E fejlődési folyamat során a paritás fogalma és a paritás megmaradásának törvénye igen gyümölcsözőnek bizonyult; a sikereket azután a jobb-bal szimmetria érvényességének támaszaként könyvelték el.

### A $\vartheta - \tau$ rejtély

Ilyen előzmények után bontakozott ki szemünk előtt a legutóbbi néhány évben az ún.  $\vartheta - \tau$  rejtély. Mielőtt kifejténém e rejtély jelentőségét, célszerű lesz egy keveset foglalkoznunk az elemi részecskék között ható erők osztályozásával, amelyet a fizikusok a legutóbbi 50 év tapasztalatai alapján állapítottak meg. A kölcsönhatások négy osztályát — a kölcsönhatás erősségét is feltüntetve — az 1. táblázatban soroltuk fel.

1. táblázat.

A kölcsönhatások osztályozása és erőssége

Osztály	Erősség
1. Magerők.....	1
2. Elektromágneses erők.....	$10^{-2}$
3. Gyenge erők (bomlási kölcsönhatások)...	$10^{-13}$
4. Gravitációs erők.....	$10^{-38}$

A legerősebb kölcsönhatások a nukleáris kölcsönhatások. Ezek közé soroljuk az atommagokat



összetartó erőket, valamint a nukleonok és  $\pi$ -mezonok kölcsönhatásait. Ide tartoznak még a ritka részek megfigyelt keletkezési folyamataiért felelős kölcsönhatások is. A kölcsönhatások második osztálya az elektromágneses kölcsönhatások; róluk a fizikusok igen részletes ismeretekkel rendelkeznek. A 19. századi fizikusok munkájának megkoronázása éppen az elektromágneses erők törvényeinek részletes feltárása volt. A kvantummechanika felállításával azután az elektromágneses erőkre vonatkozó részletes ismereteink — legalábbis elvben — lehetővé tették gyakorlatilag az összes, a mindennapos tapasztalataink során megismert fizikai és kémiai jelenség leírását. Az erők harmadik osztályát, a gyenge kölcsönhatásokat századunk elején fedezték fel az atommagok  $\beta$ -radióaktivitásának megfigyelésével. E jelenséget kiterjedten tanulmányozták, különösen a legutóbbi 25 esztendőben. A  $\pi - \mu$ ,  $\mu - e$  bomlások és a  $\mu$ -befogás felfedezése után Klein, Tiomno és Wheeler, valamint Lee, Rosenbluth és én [6] egymástól függetlenül felismertük, hogy a kölcsönhatások erőssége nagyjából megegyezik a  $\beta$ -kölcsönhatásokéval. Ezeket gyenge kölcsönhatásoknak nevezzük. Soruk a legutóbbi néhány évben megsokasodott a ritka részek bomlásáért felelős számos gyenge kölcsönhatás felfedezése révén. E majdnem teljesen egyenlő erősségű kölcsönhatások feltűnően harmonikus rendszere egyike azon problémáknak, amelyek a legtöbb tantaluszi kényszeredést okozzák a fizikusoknak; de e tárgyra még később visszatérünk. A kölcsönhatások negyedik osztályáról, a gravitációs erőkről csak annyit szükséges megemlítenünk, hogy az atomok és atommagok kölcsönhatásaiban oly gyenge a hatásuk, hogy minden jelenlegi technikával végzett megfigyelésnél teljesen eltekintetünk tőlük.

Most térjünk vissza a  $\vartheta - \tau$  rejtélyhez. 1953-ban Dalitz és Fabri [7] rámutattak arra, hogy a  $\vartheta$ - és  $\tau$ -mezonok

$$\begin{aligned}\vartheta &\rightarrow \pi + \pi, \\ \tau &\rightarrow \pi + \pi + \pi\end{aligned}$$

bomlási folyamataiból ismereteket szerezhetünk azok spinjére és paritására vonatkozóan. Gondolatmenetük durván a következő: Régebbi kísérletekkel megállapították, hogy a  $\pi$ -mezon paritása páratlan (vagyis  $-1$ -gyel egyenlő). Hanyagoljuk el először a  $\pi$ -mezonok relatív mozgásával kapcsolatos hatásokat. Ahhoz, hogy a paritás megmaradjon a bomlás során, a  $\vartheta$ -mezon paritásának meg kell egyeznie a két  $\pi$ -mezon rendszerének teljes paritásával, a két  $\pi$ -mezon paritásának szorzatával, ami páros (vagyis  $+1$ -gyel egyenlő). Hasonlóképpen a  $\tau$ -mezon paritásának is meg kell egyeznie a három  $\pi$ -mezon rendszerének teljes paritásával, ami viszont páratlan. A valóságban a  $\pi$ -mezonok relatív mozgásának következtében a gondolatmenet nem ennyire egyszerű és egyértelmű, amint azt itt elmondtuk. Ahhoz, hogy határozott és meggyőző felvilágosítást

nyerjenek a bomlásokból, kísérletileg meg kellett vizsgálni a  $\pi$ -mezonok szög- és impulzus-eloszlását. Ilyen vizsgálatokat számos laboratóriumban végeztek és 1956 tavaszán úgy látszott: az összegyűlt kísérleti anyag — a fent vázolt gondolatmenet alapján — kétségtelenül arra mutat, hogy a  $\vartheta$  és  $\tau$  paritása nem egyenlő és így ezek csak különböző részecskék lehetnek. E következtetés azonban éles ellentétben állt más kísérleti eredményekkel, amelyek ugyanebben az időben kezdtek határozottá válni. Az ellentmondást, amely a „ $\vartheta - \tau$  rejtély” néven vált ismertté, szélteben, hosszában vitatták ebben az időben. Hogy felidézzük ennek az időnek légkörét, most egy bekezdést idézek a „Jelenlegi tudásunk az új elemi részecsről” c. beszámolómból, amelyet 1956. szeptemberében tartottam meg a Seattle-i Elméleti Fizikai Konferencián (Washington) [8]. Ebben arról a következtetésről beszéltem, amely szerint  $\vartheta$  és  $\tau$  nem azonos részecskék.

„Következtetésünkkel azonban nem szabad túlságosan sietnünk. Úgy látszik ugyanis, hogy K-mezonok (vagyis  $\vartheta$  és  $\tau$ ) tömege és élettartama megegyezik egymással. Tömegüket 2–10 elektron-tömegnyi (a százalék törtrészt kitevő pontossággal), az élettartamukat pedig mintegy 20%-os pontossággal ismerjük. A nukleonokkal és pionokkal erős kölcsönhatásban álló részecskéktől nem várjuk, hogy tömegük és élettartamuk megegyezzenek, ha spinjük és paritásuk különböző, — ezért arra kényszerülünk, hogy nyitva hagyjuk a kérdést: meggyőző-e a következtetés, amely szerint  $\vartheta$  és  $\tau$  nem azonos részecskék? Zárójelben még azt is hozzátenném, ehhez, hogy a következtetést bizonyosan meggyőzőnek tekintenénk — valóban: ez sokkal szilárdabb alapokon nyugszik, mint a fizika számos más következtetése —, ha nem állnánk szemben a tömeg és élettartam rendellenes elhajlásával.”

Az elméleti fizikus helyzetét ebben az időben leginkább egy sötét szobában lévő emberhez hasonlíthatjuk, aki kijárat után tapogatózik. Tudja, hogy valamerre kell egy ajtónak lennie, amely kiutat nyújtana kellemetlen helyzetéből. De merre keresse?

Csakhamar világossá vált, hogy a kiút: a paritásmegmaradás törvényének érvénytelensége a gyenge kölcsönhatások esetén. Ahhoz azonban, hogy valamely általánosan elfogadott fogalmat elvessünk, mindenekelőtt meg kell mutatnunk, hogy az elfogadása mellett szóló korábbi bizonyítékok elégtelenek. Ezt a kérdést T. D. Lee-vel együtt részletesen megvizsgáltuk [9] és 1956 májusában a következő következtetésre jutottunk. (I) A gyenge kölcsönhatásokkal kapcsolatos régebbi kísérletek a paritásmegmaradás kérdésére vonatkozóan nem mondanak semmit. (II) Az erős — vagyis az 1. és 2. csoportokba (1. táblázat) tartozó — kölcsönhatásokra vonatkozóan számos kísérletet végeztek, amelyek nagy pontossággal igazolják a paritás megmaradását. E mérések pontossága azonban nem volt olyan nagyfokú, hogy megmutassa a paritás megmaradásának



esetleges érvénytelenségét a gyenge kölcsönhatásoknál.

Meghökkenítő az a tény, hogy hosszú időn át hitték kísérleti igazolás nélkül, hogy a paritás megmaradása érvényes a gyenge kölcsönhatásokra. De ennél sokkal megdöbbentőbb volt az a kilátás, hogy egy tér-idő szimmetriatörvény, amelyet a fizikusok olyan jól megtanultak, érvénytelennek bizonyulhat. Ez a kilátás egyáltalán nem vonzott bennünket. Inkább azt kell mondanom, hogy a  $\vartheta - \tau$  rejtély megértésére irányuló többi próbálkozás [10] kudarcra hajtott bennünket ebbe az irányba.

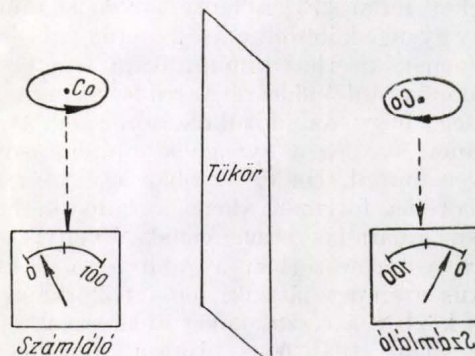
Ismeretes a fizikában egy megmaradási törvény — amelyről később még szó fog esni —, az izotóp-spin megmaradási tétele, amely érvényes az 1. osztályba tartozó kölcsönhatásokra, de a gyengébb kölcsönhatásokra érvényét veszti. A tér- és időbeli szimmetria-sajátságokkal kapcsolatban azonban nem számítottunk ilyen közelítő jellegű szimmetria-törvény lehetőségére. Most, hogy a gyenge kölcsönhatásokban a paritás megmaradás érvénytelensége bizonyítást nyert, kísértést érzünk, hogy azon gondolkozzunk: alkalmazható-e egyáltalán a tér- és idő megszokott fogalma a gyenge kölcsönhatások leírására? Az előadás végén még visszatérek egy szorosan ehhez kapcsolódó témára.

Miért történhetett meg az, hogy a  $\beta$ -bomlással — a legalaposabban tanulmányozott gyenge kölcsönhatással — kapcsolatban elvégzett nagyszámú kísérletből nem kaptunk felvilágosítást arra vonatkozóan, hogy a paritás megmarad-e a gyenge kölcsönhatásokban? A választ két körülmény figyelembevételével adhatjuk meg. Először is az a körülmény, hogy a neutrínónak nincs mérhető tömege, lehetetlenné teszi, hogy olyan egyszerű kísérletekből, mint a  $\beta$ -spektrum mérése, közvetett ismereteket szerezzünk a paritás megmaradásáról [11]. Másodszor, ahhoz, hogy a  $\beta$ -bomlásnál a paritás megmaradását közvetlenül tanulmányozzuk, nem elegendő, ha csak a magok paritását vizsgáljuk meg, amint azt általában tették. Az egész bomlási folyamatra vonatkozóan kell megnéznünk, érvényes-e a paritás megmaradásának törvénye? Más szavakkal: olyan kísérletet kell terveznünk, amely alkalmas a jobb-bal szimmetriájának ellenőrzésére a bomlásnál. Ilyen kísérleteket korábban nem végeztek.

#### *A paritás megmaradásának ellenőrzése gyenge kölcsönhatásoknál*

Mihelyt a fenti megállapításokig eljutottunk, már nem volt nehéz rámutatni: melyek azok a kísérletek, amelyek módot adnának a paritás megmaradására vonatkozó — gyenge kölcsönhatások esetében korábban igazolás nélkül elfogadott — feltevésnek egyértelmű ellenőrzésére. T. D. Lee és én [9] 1956. nyarán számos ilyen kísérleti ellenőrzést javasoltunk a  $\beta$ -bomlásra, a  $\pi - \mu$ , a  $\mu - e$  és a ritka-részecske-bomlásokra vonatkozóan. E kísérletek alapelve közös: *Két kísérleti elrendezést kell megterveznünk, amelyek*

*egymásnak tükörképei és amelyekben gyenge kölcsönhatások mennek végbe. Ezután meg kell néznünk, hogy a két elrendezés vajon mindig ugyanazt az eredményt adja-e (a mérőműszerek kitérése, a számláló beütésszáma egyenlő-e mindkettőnél)? Ha az eredmények különböznek, ez kétségtelenül bizonyítja, hogy a jobb és bal szimmetriája a szokásos értelemben nem áll fenn. Az elgondolást a 2. ábra világítja meg, amely a paritás megmaradás ellenőrzésére a  $\beta$ -bomlásban javasolt kísérletet mutatja be.*



2. ábra.

E kísérletet 1956. második felében végezte el először Wu, Ambler, Hayward, Hoppes és Hudson [12]; kísérletsorozatukat 1957. elején fejezték be. A valóságos kísérleti elrendezés igen bonyolult volt; azért hogy elkerüljék a zavaró külső hatásokat, a kísérletet igen alacsony hőmérsékleten kellett elvégezni. A  $\beta$ -bomlás alacsony hőmérsékletű berendezésben való vizsgálatának technikája korábban nem volt ismeretes; ez volt a kísérlet fő nehézsége, amelyet az említett szerzők sikerrel győztek le. Az ő bátorságuknak és ügyességüknek köszönhetik a fizikusok az elmúlt évben a paritás megmaradásával kapcsolatban végbement izgató és problémákat tisztázó fejlődést.

Kísérletük eredményeként Wu, Ambler és munkatársaik azt találták, hogy a 2. ábrán vázlatosan feltüntetett két mérőműszer kitérése között igen nagy a különbség. Minthogy a berendezés egyéb részei a jobb és bal felcserélésével szemben szimmetrikusak voltak, a talált aszimmetria a kobalt  $\beta$ -bomlásának kellett tulajdonítaniok. Ezen eredmények ismertetése után hamarosan igen sok kísérletet végeztek, amelyek újabb bizonyítékokat szolgáltatottak a paritás megmaradásának érvénytelenségére különböző gyenge kölcsönhatásokban [1].

#### *Diszkusszió*

Az az eredmény, hogy a paritás megmaradásának törvénye érvénytelennek bizonyult, számos, a fizika szimmetria-törvényeivel kapcsolatos kérdést hozott az érdeklődés gyújtópontjába; most ezekről szólók röviden néhány szót.



1. Wu, Ambler és munkatársainak kísérlete azt is megmutatta [13, 14], hogy a  $\beta$ -bomlás a töltéskonjugációval szemben mutatott invarianciát [15] is megsérti. Egy további szimmetria: az időtükrözéssel szembeni invariancia kísérleti [16] tanulmányozása jelenleg még folyamatban van a gyenge kölcsönhatások esetében.

A három diszkrét invariancia: a tértükrözéssel, töltéskonjugációval és időtükrözéssel szemben mutatott invariancia között egy fontos tétel [17, 18], az ún. CTP-teoréma teremt kapcsolatot. E tétel alkalmazásával számos általános kijelentést lehet tenni [13] a fenti három szimmetriatörvény gyenge kölcsönhatások esetén való érvénytelenségének kísérleti kimutatására vonatkozóan.

Különös érdeklődésre tarthat számot az a lehetőség, hogy az időtükrözéssel szemben való invariancia esetleg a gyenge kölcsönhatásokra is érvényes marad. Ha ez valóban így van, úgy a CTP-teoréma folymányaként az adódik, hogy a paritásmegmaradás törvényének érvénytelensége ellenére a természetben a jobb és a bal szimmetrikus szerepet játszik, ha a tükrökre való áttérés közben a részecskéket antirészecskéjükkel helyettesítjük [9]. A 2. ábrára alkalmazva a mondottakat: ha a jobboldali berendezés teljes anyagát antianyaggal helyettesítjük, a műszer kitérése mindkét oldalon egyenlő lesz, feltéve, hogy az időtükrözéssel szemben invariancia érvényes. Lényeges megjegyezni, hogy a tükrözés szokásos definíciója szerint az elektromos térerősség *vektor*, a mágneses térerősség pedig *pseudo-vektor*. E megváltozott definíció esetében viszont a transzformációs tulajdonságok felcserélődnek. Az elektromos és a mágneses töltés transzformációs tulajdonságait ugyancsak fel kell cserélnünk. Érdekes volna elmélkedni a paritás megmaradásának és az elektromos és mágneses terek szimmetrikus, illetve aszimmetrikus szerepének esetleges kapcsolatáról.

Az elmúlt évben a folytonos tér-idő-szimmetriatörvények érvényességét is megvitatták. Hiteltérdemlő bizonyítékaink vannak arra vonatkozóan, hogy e szimmetria-törvények a gyenge kölcsönhatások esetében sem válnak érvénytelenné.

2. Sok vita folyt arról a szimmetria-törvényről is, amelynek az izotóp-spin megmaradása a következménye [20]. A legutóbbi évben e szimmetria-törvény alkalmazása lehetővé tette a ritka részecskékre vonatkozó jelenségek tapasztalati rendszerezését [21]. Bizonyos azonban, hogy ez a legkevésbé tisztázott szimmetria-törvény valamennyi között. A Lorentz-invarianciától vagy a tükrözési invarianciától eltérően ez nem a tér-időbeli invariancia-tulajdonságokkal kapcsolatos „geometriai” szimmetria-törvény. A töltéskonjugációval szemben mutatott invarianciával [18] sem állítható párhuzamba, amely a kvantummechanikában szereplő komplex számok algebrai következményeként adódik. Ebben a tekintetben a töltés és a baryonszám megmaradási törvényeihez hasonlít. E törvények egzaktul érvényesek, az izotóp-spin megmaradási törvényét viszont az

elektromágneses és gyenge kölcsönhatások megsértik. Kétségtelen, hogy ma a nagyenergiájú fizikának egyik legfőbb problémája az, hogy izotóp-spin megmaradásának eredetét megértse és felderítse, hogy milyen kapcsolatban áll a többi szimmetria-törvénnyel?

3. Korábban említettem, hogy a gyenge kölcsönhatások összes fajtájának közös vonása, hogy erősségük igen jó közelítésben egyenlő. A paritás meg-nem-maradásával kapcsolatos kísérleti munka az elmúlt évben megmutatta, hogy igen valószínűen az is közös vonásuk, hogy nem tartják tiszteletben a paritásmegmaradást és a töltéskonjugációval szemben való invarianciát. E kölcsönhatások tehát alkalmasak arra, hogy segítségükkel különbséget tegyünk jobb és bal között, ha egyszer megállapodtunk abban, hogy mit tekintünk anyagnak ill. antianyagnak. De arra is felhasználhatnánk a gyenge kölcsönhatásokat, hogy segítségükkel különbséget tegyünk anyag és antianyag között, ha előzőleg definiáltuk a „jobb” és a „bal” fogalmát. Ha az időtükrözéssel szemben való invariancia nem érvényes, úgy még egyszerre is különbséget tehetünk jobb és bal, anyag és antianyag között a gyenge kölcsönhatások segítségével. Ez azt sejteti, hogy a gyenge kölcsönhatások eredete szoros kapcsolatban áll a jobb és bal, az anyag és antianyag megkülönböztetethez.

#### HIVATKOZÁSOK ÉS JEGYZETEK

1. T. D. Lee, Nobel-előadás, 1957. dec. 11. (A következő cikk.)
2. E fejlődési folyamatról l. E. P. Wigner cikkét, Proc. Am. Phil. Soc. 93, 521 (1949).
3. Vö. H. Weyl érdekes fejtegetéseivel a jobb és bal szimmetriájáról [Symmetry (Princeton Univ. Press, 1952)].
4. O. Laporte, Z. Physik 23, 135 (1924).
5. E. P. Wigner, uo. 43, 624 (1927).
6. O. Klein, Nature 161, 897 (1948); J. Tiomno és J. A. Wheeler, Revs. Modern Phys. 21, 144 (1949); T. D. Lee, M. Rosenbluth, C. N. Yang, Phys. Rev. 75, 905 (1949).
7. R. Dalitz, Phil. Mag. 44, 1068 (1953); E. Fabri, Nuovo, Cimento 11, 479 (1954).
8. C. N. Yang, Revs. Modern Phys. 29, 231 (1957).
9. T. D. Lee és C. N. Yang, Phys. Rev. 104, 254 (1956).
10. T. D. Lee és J. Orear, uo. 100, 932 (1955); T. D. Lee és C. N. Yang, uo. 102, 290 (1956); M. Gell-Mann publikálatlan munkája; R. Weinstein, személyes közlés. Ezen elgondolások áttekintő ismertetése megtalálható: Proceedings of the Rochester Conference (April, 1956), (Interscience, New York, 1957), session VIII.
11. C. N. Yang és J. Tiomno, Phys. Rev. 79, 495 (1950).
12. C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. B. Hudson, uo. 105, 1413 (1957).
13. T. D. Lee, R. Oehme, C. N. Yang, uo. 106, 340 (1957).
14. B. L. Joffe, L. B. Okun, A. P. Rudik, ZSETF 32, 396 (1957); angol fordítás: Soviet Phys. YETP 5, 328 (1957).
15. A töltéskonjugációval szembeni invariancia igen szoros kapcsolatban áll a Dirac-egyenletnek a lyukelmélet alapján való értelmezésével. Az ezzel kapcsolatos fejlődési folyamat kiindulópontja: P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. (London) 126A, 360 (1930); J. R. Oppenheimer, Phys. Rev. 35, 52 (1930); H. Weyl, Gruppentheorie und Quantenmechanik (ed. 2, 1931.) p. 234. E fejlődésről áttekintést ad



- P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. (London) 133 A, 60 (1931). A töltéskonjugáció formalizmusának kidolgozása és a töltéskonjugációval szembeni invariancia alkalmazása H. A. Kramers (Proc. Acad. Sci. Amsterdam 40, 814 (1937)) és W. Furry [Phys. Rev. 51, 125 (1937)] munkájával kezdődött meg.
16. E. P. Wigner, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Physik Kl. 1932, 546 (1932). E dolgozat H. Kramers korábbi munkájának eredményeit fejti ki az időtükrözéssel szembeni invariancia fogalmának felhasználásával [Proc. Acad. Sci. Amsterdam 33, 959 (1930)].
17. J. Schwinger, Phys. Rev. 91, 720, 723 (1953); G. Lüders, Kgl. Danske Videnskab, Selskab, Mat.-Fys. Medd. 28 (1954); W. Pauli cikke a Niels Bohr and the Development of Physics (Pergamon, London, 1955) c. kötetben.
18. R. Jost, Helv. Phys. Acta 30, 409 (1957).
19. Ezt a lehetőséget T. D. Lee-vel együtt vizsgáltuk meg; az erre vonatkozó beszámolóm elhangzott: Conference on Theoretical Physics in Seattle Washington, 1956. szept. (l. 8 alatt). A CTP-teorémával való kapcsolatáról is beszámoltunk ugyane konferencián az egyik vitaülésen. Ezen elgondolásokat később a következő cikkben publikáltuk: T. D. Lee és C. N. Yang, Phys. Rev. 105, 1671 (1957). Tőlünk függetlenül L. Landau is foglalkozott ezzel a lehetőséggel; véleménye szerint ez a helyes megoldás [ZSETF 32, 405 (1957)]. Landau cikkének angol fordítása: Soviet Phys. JETP 5, 336 (1957).
20. A teljes izotóp-spin-kvantumszám fogalmával B. Cassen és E. U. Condon [Phys. Rev. 50, 846 (1936)] és E. P. Wigner [Phys. Rev. 51, 106 (1937)] foglalkozott először. Az izotóp-spin fizikai alapjait az n-p és p-p erők egyenlőségéből származtatták le; erre G. Breit, E. U. Condon és R. D. Present mutatott rá [Phys. Rev. 50, 825 (1936)]. Az izotóp-spint W. Heisenberg már korábban bevezette formális matematikai paraméterként [Z. Physik 77, 1 (1932)].
21. A ritka részec társas keletkezésének gondolatát A. Pais vezette be. E jelenségnek az izotóp-spin megmaradása segítségével való magyarázatára M. Gell-Mann [Phys. Rev. 92, 833 (1953)] és K. Nishijima [Progr. Theoret. Phys. (Kyoto) 12, 107 (1954)] mutatott rá. E szerzők azt is megmutatták, hogy az izotóp-spin megmaradási törvénye alapján bevezethetünk egy alkalmas kvantumszámot, amelyet „stangeness”-nek („ritkaság”) neveznek.

## A gyenge kölcsönhatások és a paritás meg-nem-maradása

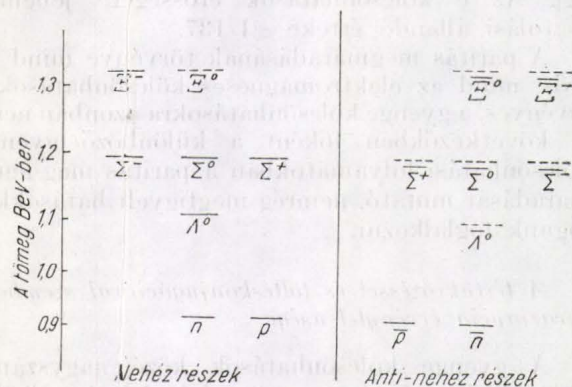
(T. D. LEE Nobel-előadása, 1957.)

Az előző előadásban C. N. Yang [1] vázolta a fizika különböző szimmetriaelveire vonatkozó ismereteink helyzetét az 1956 végéig terjedő időszakban. Azóta, egy évnyi rövid idő alatt nagymértékben sikerült tisztázni ezen elvek sajátos szerepét a különböző fizikai folyamatokban. Ez a meglepően gyors előrehaladás csak azáltal vált lehetségessé, hogy a fizikusok szerte a világon különböző laboratóriumokban erőfeszítéseket tettek ebben az irányban és latbavetették leleménységüket. Hogy ezen új kísérleti eredmények megértéséhez meglegyen a megfelelő perspektívánk, kíváncsi, hogy igen röviden áttekintsük ismereteinket az elemi részecskékről és kölcsönhatásaikról.

### Az elemi részek és kölcsönhatásaik

Mai tudásunk szerint az elemi részek családja nagyszámú részecskéből áll. Az elemi részek családjának minden tagját — egyéb tulajdonságok mellett — tömege, töltése és spinje jellemzi. A részecskéket két fő csoportba sorolhatjuk: a „nehéz részek” és a „könnyű részek” csoportjába. A nehéz részecskékre ismert példák: a protonok és a neutronok, a könnyű részecskékre: a fotonok és az elektronok. Ezen osztályozás nemcsak azt a nyilvánvaló tényt fejezi ki, hogy a nehéz részecskék nehezebbek, mint a könnyű részecskék. Az osztályozás abból a megfigyelésből ered, hogy egy magában álló nehéz részecske akkor sem bomolhat el könnyű részecskékre, ha a bomlást a töltés, az energia, az impulzus és impulzusmomentum megmaradásának törvénye meg is engedné. E tény pontossabban, mint „a nehéz részecskék megmaradásának törvényét” fogalmazhatjuk meg. E törvény azt állítja, hogy ha minden

nehéz részecskéhez hozzárendeljük a nehéz részecskék számának, a baryonszámnak  $+1$  értékét, a nehéz részek antirészecskéihez, az antibaryonokhoz viszont a baryonszám  $-1$  értékét rendeljük, végül a könnyű részecskék mindegyikéhez a  $0$  értéket, úgy az összes ismert fizikai folyamatban a baryonszám algebrai összegére szigorú megmaradás érvényes. E törvény érvényességének egyik leggyorsabb következménye az, hogy Tejútrendszerünk nem bomlott el eddig sugárzásra és más könnyű részecskékre.

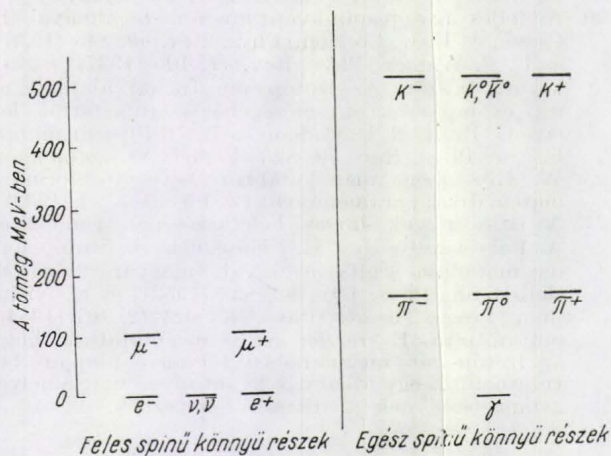


1. ábra

Az 1. ábrán feltüntettük az összes ismert baryont (és antibaryont). A nukleonokon kívül a baryonok családja még a hyperonokat tartalmazza, amelyeket nagy görög betűkkel jelöltünk. A folytonos vonalak már megfigyelt részecskéket ábrázolnak, a szaggatott vonallal ábrázolt részecskék létezése általános elméleti megfontolások alapján várható. Az összes ismert nehéz részecske feles spinű. Az ismert könnyű részecskéket a 2.



ábra mutatja be, közülük  $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$ ,  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$  feles spinű. Ezeket leptonoknak nevezzük. A fennmaradó részecskék: a foton, a pionok és a K-mezonok egész spinűek.



2. ábra

E részecskék kölcsönhatása — ha a gravitációs erőket figyelmen kívül hagyjuk — három különböző csoportba sorolható.

1. **Erős kölcsönhatások.** A kölcsönhatások e csoportja felelős a nukleonok, pionok, hyperonok (vagyis a  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^-$  stb. részecskék) és a K-mezonok keletkezéséért és szóródásáért. Erősségét az  $f^2/\hbar c \cong 1$  csatolási állandó jellemzi.

2. **Elektromágneses kölcsönhatások.** Az elektromágneses csatolási állandó értéke  $e^2/\hbar c = 1/137$ .

3. **Gyenge kölcsönhatások.** E csoport magában foglalja az összes ismert nem-elektromágneses bomlási kölcsönhatást és a neutrínók nemrég megfigyelt befogadási folyamatát nukleonokon [2]. Az e kölcsönhatások erősségére jellemző csatolási állandó értéke  $\ll 1/137$ .

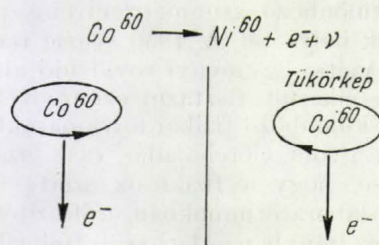
A paritás megmaradásának törvénye mind az erős, mind az elektromágneses kölcsönhatásokra érvényes, a gyenge kölcsönhatásokra azonban nem. A következőkben főként a különböző gyenge kölcsönhatási folyamatokban a paritás meg-nem-maradását mutató, nemrég megfigyelt hatásokkal fogunk foglalkozni.

*A tértükrözéssel és töltéskonjugációval szembeni invariancia érvénytelensége*

A gyenge kölcsönhatások közé nagyszámú különböző reakció tartozik. Jelenleg körülbelül husz ilyen, fenomenológiailag független reakció ismeretes, amelyek sora a különböző hyperonok bomlásától a könnyű részek bomlásáig terjed. Az elmúlt évben számos fontos kísérletet végeztek, hogy ellenőrizzék a paritásmegmaradás törvényének érvényességét e reakciókban. Először összefoglaljuk a kísérleti eredményeket, a belőlük adódó közvetlen elméleti következtetésekkel együtt. Ezután néhány további lehetséges következményt diszkuálunk és néhány elméleti megfontolásba bocsátkozunk.

**$\beta$ -bomlás.** Az első kísérlet, amely meggyőzően mutatta a paritás meg-nem-maradását, abban állott, hogy megvizsgálták a polarizált kobalt-60 mag  $\beta$ -sugárzásának szögeloszlását [2] (3. ábra). A kobalt-60 magok igen alacsony hőmérsékleten mágneses tér segítségével polárizálhatók. E kísérletekben a polarizáló mágneses teret keltő szolenoid köráramának iránya a kibocsátott  $\beta$ -sugárzás által kitüntetett iránnyal együtt igen közvetlen módon tesz különbséget a jobbsodrású és balsodrású rendszer között. E kísérletben tehát a paritás meg-nem-maradása, vagyis a tükrözésszimmetria hiánya az elméletre való minden hivatkozás nélkül megállapítható.

A szögelosztás megfigyelt aszimmetriájából továbbá az is megállapítható [4], hogy  $\beta$ -bomlási kölcsönhatás a töltéskonjugáció műveletével szemben sem invariáns. Az, hogy erre a következtetésre eljuthatunk anélkül, hogy elvégeznénk a fenti kísérletet anti-kobalt-60 atommaggal is (ami rendkívül nehéz, éppenséggel megvalósíthatatlan kísérlet lenne), a lokális térelmélet általános keretei között végezhető elméleti levezetéseknek köszönhető. A következőkben megkíséreljük felvázolni a gondolatmenetet [5].



Vegyük szemügyre mondjuk az

$$n \rightarrow p + e^- + \nu \quad (1)$$

$\beta$ -folyamatot, amelyben minden részecskét egy-egy kvantált téregyenlet ír le. A neutrínót speciálisan a

$$\sum_{\mu=1}^4 \gamma_{\mu} \frac{\partial}{\partial x_{\mu}} \psi = 0 \quad (2)$$

Dirac-egyenlet írja le [6], ahol  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$  a négy  $4 \times 4$ -es antikommutáló Dirac-féle matrix,  $x_1, x_2, x_3, x_4 = ict$  pedig a négy téridő koordinata. Az impulzus adott értéke mellett a neutrínó, mind az antineutrínó számára két spin-állapot van megengedve. Jelöljük ezeket  $\nu_J, \nu_B, \bar{\nu}_J, \bar{\nu}_B$ -lal. Ha a csavarodás (helicitás) operátorát  $\mathcal{H}$ -val jelöljük:

$$\mathcal{H} = \vec{\sigma} \cdot \vec{p} \quad (3)$$

— ahol  $\vec{\sigma}$  a spin-operátor,  $\vec{p}$  pedig az impulzus irányába mutató egységvektor — úgy a négy állapot helicitása  $+1, -1, -1$  és  $+1$  (4. ábra).



Ez a felbontás matematikailag  $\psi_r$ -nek a jobb-csavarodású  $\psi_J$ - és a bal-csavarodású  $\psi_B$ -re való felbontásának felel meg:

$$\psi_r = \psi_J + \psi_B, \quad (4)$$

ahol

$$\psi_J = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) \psi_r, \quad (5)$$

és

$$\psi_B = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \psi_r. \quad (6)$$

Könnyű belátni, hogy  $\psi_J$  és  $\psi_B$  mindketten kielégítik a (2) Dirac-egyenletet. E felbontás alapján az  $A$  mag  $\beta$ -bomlási folyamata így írható fel vázlatosan:

$$A \rightarrow B + e^- + \begin{cases} C_i^J \nu_J & (\mathcal{H} = +1) \\ C_i^B \nu_B & (\mathcal{H} = -1). \end{cases} \quad (7)$$

Itt  $C_i^J$ ; és  $C_i^B$ ; a  $\nu_J$  ill.  $\nu_B$  kibocsátásának valószínűségi amplitúdói. Az  $i$  index a kibocsátás különböző lehetséges csatornáit jelenti. Ha az elmélet a valódi Lorentz-transzformációkkal szemben invariáns, úgy öt ilyen csatorna van. Ezeket a kölcsönhatási operátor  $S$  skalár,  $V$  vektor,  $T$  tenzor,  $A$  axiális vektor és  $P$  pszeudoskalár tagja írja le. A terek kvantumelméletének általános szabályai szerint minden kölcsönhatási kifejezéshez, amely valamely részecske bomlását írja le, létezik egy megfelelő hermitikus konjugált kifejezés, amely az antirészecske bomlását írja le. Az  $\bar{A}$  anti-mag bomlása tehát vázlatosan így szemléltethető:

$$\bar{A} \rightarrow \bar{B} + e^+ + \begin{cases} C_i^{J*} \bar{\nu}_J & (\mathcal{H} = -1) \\ C_i^{B*} \bar{\nu}_B & (\mathcal{H} = +1). \end{cases} \quad (7')$$

Itt  $C_i^{J*}$ ; és  $C_i^{B*}$ ; a  $\bar{\nu}_J$  és  $\bar{\nu}_B$  kibocsátásának valószínűségi amplitúdói. A töltéskonjugáció operátorának hatása abban áll, hogy a részecskét az antirészecskével helyettesíti, de a térbeli hullámfüggvényt és a spinfüggvényt nem változtatja meg. Ennélfogva a csavarodás értéke sem változhat meg. Ezért ha a  $\beta$ -bomlás folyamata a töltéskonjugáció műveletével szemben invariáns, azt kell várnunk, hogy a (7) folyamat ugyanakkora amplitúdóval megy végbe, mint a (8') folyamat. A töltéskonjugációval szembeni invariancia feltétele tehát

$$C_i^J = C_i^{B*} \quad (9)$$

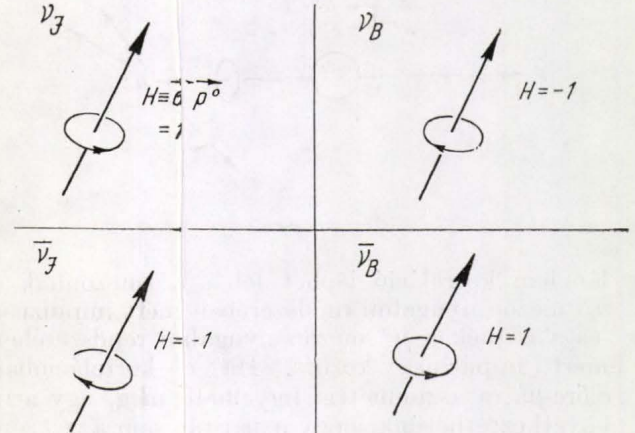
$i$ -nek mind az öt értékére:  $i = S, V, T, A, P$ .

Miután a kobalt-60 és a nikkel-60 magok spinje különböző, csupán az  $i = T$  és az  $i = A$  tagok adnak zérustól különböző járulékot. A szögeloszlás megfigyelt aszimmetriájából bizonyossággal következtethetünk arra, hogy  $i = T, A$  esetén

$$|C_i^J| \neq |C_i^B|.$$

Ez ellentétben áll (9)-cel és azt bizonyítja, hogy a  $\beta$ -kölcsönhatás nem invariáns a töltéskonjugáció-

val szemben. A fentiekben a viszonyok megvilágítása céljából feltételeztük, hogy a neutrínó négykomponensű elmélet írja le, továbbá azt is feltettük, hogy a  $\beta$ -bomlás folyamatában csak neutrínó emittálódik. De ugyanígy eljuthatnánk akkor is végkövetkeztetésünkhöz, hogy az elmélet nem invariáns a töltéskonjugációval szemben, ha a neutrínó leírására mondjuk nyolekomponensű elméletet alkalmaznánk, vagy ha a  $\beta$ -folyamatban a neutrínón kívül antineutrínó emisszióját is feltételeznénk.



4. ábra

A legutóbbi időben számos további kísérletet [7] végeztek az elektronok és pozitronok longitudinális polarizációjára, a  $\beta$ - $\gamma$  korreláció és a  $\gamma$ -sugárzás cirkuláris polarizációja együttes vizsgálatára és — a kobalt-60 magon kívül más magok esetében is — a  $\gamma$ -sugárzás szögeloszlására vonatkozóan. Mindezen kísérletek eredményei megerősítik az első kobalt-60 kísérletből adódó következtetést, miszerint a  $\beta$ -bomlásban sem a paritás, sem a töltésparitás nem marad meg.

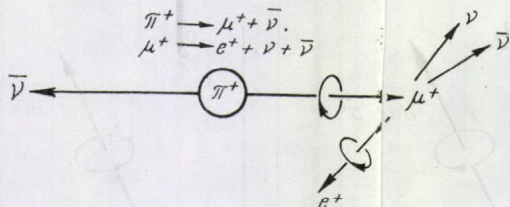
Egy másik érdekes kérdés az, hogy vajon a  $\beta$ -bomlási kölcsönhatás invariáns-e a töltéskonjugáció és a tértükrözés műveleteinek szorzatával szemben? Ez a művelet az  $A$  mag  $\beta$ -bomlása és az  $\bar{A}$  mag ellentétes csavarodású  $\beta$ -bomlása között állapít meg kapcsolatot. Hasonlítsuk össze ezt a két folyamatot! Ha a  $\beta$ -bomlás invariáns a töltéskonjugáció és a tértükrözés szorzatával szemben, úgy azt kell várnunk, hogy a (7) folyamata a (7') folyamattal egyenlő valószínűségi amplitúdóval megy végbe, hasonlóképpen a (8) és (8') folyamatok amplitúdójának is egyenlőnek kell lennie. Azt ezt kifejező feltételek:

$$C_i^J = C_i^{J*} \quad \text{és} \quad C_i^B = C_i^{B*}. \quad (10)$$

Bár már végeztek kísérleteket e feltételek érvényességének ellenőrzésére, jelenleg ezek még nem adnak egyértelmű felvilágosítást és így még nem ismerjük a választ a fontos kérdésre.



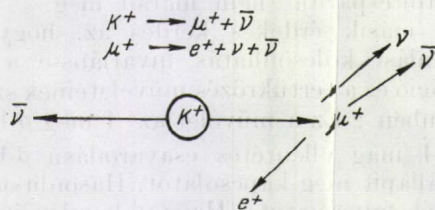
$\pi$ - $\mu$ -e bomlás. A  $\pi^\pm$ -mezon  $\mu^\pm$ -mezonra és neutrínóra bomlik. A  $\mu^\pm$ -mezon bomlásának termékei pedig  $e^\pm$  és két neutrínó (ill. antineutrínó). Ha a paritás nem marad meg a  $\pi$ -bomlásban, a kibocsátott  $\mu$ -mezon longitudinálisan polarizált állapotban keletkezhet. Ha az ezt követő  $\mu$ -bomlásban ugyancsak nem marad meg a paritás, úgy az ilyen polarizált nyugvó  $\mu$ -mezon bomlásakor keletkező elektron szögeloszlásában a polarizáció irányához épepest előre-hátra aszimmetriát tapasztalhatunk (5. ábra). Ebből következik, a  $\pi$ - $\mu$ -e bomlási



5. ábra

lánccban korreláció léphet fel a  $\mu^\pm$ -mezonnak a  $\pi^\pm$ -mezon nyugalmi rendszerében mért impulzusa és a  $e^\pm$ -nek a  $\mu^\pm$ -mezon nyugalmi rendszerében mért impulzusa között. Ha e korrelációban előre-hátra aszimmetria figyelhető meg, úgy arra következtethetünk, hogy a paritás sem a  $\pi$ -, sem a  $\mu$ -bomlásban nem marad meg. Ezen szöggörreláció-vizsgálatok eredménye néhány nappal a  $\beta$ -bomlásra vonatkozó eredmények közzététele után jelent meg [8]. E kísérletek meggyőzően mutatták, hogy nemcsak a paritás, de a töltésparitás sem marad meg sem a  $\pi$ -, sem a  $\mu$ -bomlásban.

Később közvetlen méréseket [9] végeztek a  $\mu^+$ -bomlásból származó pozitronok longitudinális polarizációjának vizsgálatára. Ezek ugyancsak azt az eredményt adták, hogy a  $\mu$ -bomlásnál a paritás és a töltésparitás nem marad meg.



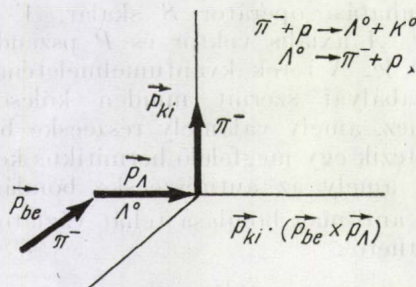
6. ábra

$K$ - $\mu$ -e bomlás. Ebben az esetben a  $\pi$ -mezon a nála nehezebb  $K$ -mezon helyettesíti, s ez bomlik  $\mu$ -mezonra és neutrínóra (6. ábra). A  $K^+$  bomlásából származó  $\mu^+$  impulzusának és a  $\mu^+$  bomlásából származó pozitron impulzusának korrelációjára vonatkozó kísérlet [10] azt mutatja, hogy a  $K$ -bomlásban sem marad meg sem a paritás, sem a a töltésparitás.

$\Lambda^0$ -bomlás. A  $\Lambda^0$ -részecske nagyenergiájú  $\pi^-$ -mezon és proton ütköztetése útján állítható elő. A  $\Lambda^0$  ezt követően protonra és  $\pi^-$ -ra bomlik (7. ábra). Ha megfigyelnék, hogy a  $\vec{p}_{ki} \cdot (\vec{p}_{be} \times \vec{p}_\Lambda)$

szorzat előjelére nézve az eloszlás aszimmetrikus (itt  $\vec{p}_{be}$  az ütköző pion,  $\vec{p}_\Lambda$  a  $\Lambda$ -rész,  $\vec{p}_{ki}$  pedig a bomlaskor keletkezett pion impulzusa), ez kétségtelen bizonyítékát adná, hogy a paritás nem marad meg a bomlási folyamatban. A legutóbb végzett kísérletek [11] azt mutatják, hogy a reakciókban valóban fellép egy ilyen szöggörreláció  $\vec{p}_{ki}$  és  $\vec{p}_{be} \times \vec{p}_\Lambda$  között. A felle aszimmetria nagyságából arra is lehet következtetni, hogy a  $\Lambda^0$  bomlási kölcsönhatása szintén nem invariáns a töltéskonjugációval szemben.

A felsorolt eredményekből látható, hogy a paritás meg-nem-maradása a gyenge kölcsönhatások töltéskonjugációval szemben nem invariáns volta kétségetelenül megállapítást nyert. E sajátosságokkal kapcsolatban a természeti jelenségek egészen új, gazdag területe tárul elénk, és így lehetőség nyílt arra, hogy új utakon hatoljunk tovább előre a fizikai világ szerkezetének kutatásában. Az ismertett gyenge kölcsönhatások természetes módszereket kínálnak fel a különböző elemi részek spinjének polarizálására és analizálására. Megmérhetjük például nagy pontossággal



7. ábra

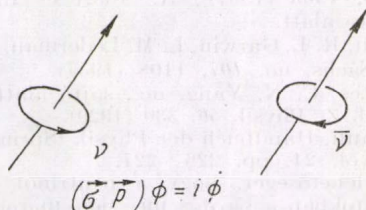
a  $\mu$ -mezon mágneses momentumát [12]; ekkora pontosságot egyébként aligha érhetnénk el; talán sikerül most egyes hyperonok spinjét egyértelműen meghatározni a bomlásukban fellépő szöggeloszlás aszimmetriájának megfigyelése alapján; különböző gáznemű, folyékony és szilárd anyagok elektromos terét tanulmányozhatjuk ezen polarizált instabil részecskék felhasználásával. A legjelentősebb következtetések azonban talán az elemi részecskék szerkezetével kapcsolatban adódnak. Új lehetőségek nyílnak meg előttünk és régi fogalmaink revideálására kényszerülünk. Két ilyen irányú kérdéskört kívánunk ismertetni: a neutrínó kétkomponensű elméletét és a leptonszám esetleges megmaradási törvényét.

*A neutrínó kétkomponensű elmélete és a leptonszám megmaradásának törvénye*

A paritás meg-nem-maradásával kapcsolatos legutóbbi fejlődést megelőzően a neutrínót négykomponensű elmélet segítségével írták le általában, amelyben — amint azt már említettük, — az impulzus minden meghatározott értékéhez a neutrínónak két:  $\nu_J$ ,  $\nu_B$  és az antineutrínónak is



két:  $\bar{\nu}_J$ ,  $\bar{\nu}_B$  spinállapota tartozik. A kétkomponensű elméletben viszont feltételezzük, hogy ezen állapotok közül kettő, mondjuk  $\nu_B$  és  $\bar{\nu}_B$  nem fordul elő a természetben. Ezen esetben a neutrínó spinje mindig párhuzamos az impulzusával, az antineutrínó spinje viszont mindig az impulzussal ellentétes irányba mutat. A kétkomponensű elméletben tehát csak feleannyi szabadsági fok áll rendelkezésünkre, mint a négykomponensű elméletben. Szemléletesen a neutrínó spinjét és sebességét egy jobbsavár, az antineutrínóét pedig egy balcsavar csavarmozgásával ábrázolhatjuk (8. ábra). Az  $1/2$  spinű részecskék kétkomponensű



8. ábra

relativisztikus elméletével először H. Weyl foglalkozott, már 1929-ben [14]. A múltban azonban mindenkor elvetették Weyl formalizmusát, miután nem állt összhangban a paritás megmaradásával [15]. A legújabb felfedtések azonban hatálytalanították ezt az ellenvetést [16].

Ahhoz, hogy a kétkomponensű elmélet egyszerűsége szembetűnővé váljék, legjobb, ha feltételezzük még egy megmaradási törvényt, a leptonszám-megmaradás törvényének [17] fennállását. E törvény erősen hasonlít a nehéz részek megmaradási törvényéhez. Minden leptonhoz hozzárendelünk egy  $l$  leptonszámot, amely  $\alpha + 1$  vagy  $\alpha - 1$  értéket veheti fel, az összes többi részecskéhez pedig az 0 értéket rendeljük. Valamely leptont és annak antirészecskéjét ellentétes előjelű  $l$  leptonszámmal látjuk el. A lepton-megmaradás törvénye azt állítja, hogy „valamely fizikai folyamatban leptonszámok algebrai összege állandó, kell, hogy maradjon”.

Ha feltételezzük e törvény érvényességét, és azt, hogy a neutrínót kétkomponensű elmélet írja le, nyomban néhány egyszerű következmény adódik:

1. A neutrínó és az antineutrínó tömegének zérusnak kell lennie. Ez az összes kölcsönhatások figyelembevételére esetén is igaz a fizikai tömegre. Ahhoz, hogy ezt belássuk, gondoljunk el egy véges impulzusú neutrínót. A két komponensű elmélet szerint a neutrínó spinjének mindig párhuzamosnak kell lennie az impulzussal. Tegyük fel most, hogy a neutrínó fizikai tömege zérustól különbözik. Ebben az esetben mindenkor elgondolhatunk egy megfigyelőt, amely a neutrínóval párhuzamosan mozog, de sebessége felülmúlja a neutrínóét. E megfigyelő számára a „neutrínó” az eredeti spiniránnyal párhuzamos spinű részecske, impulzusa azonban az eredeti impulzus-

hoz képest előjelet váltott; tehát a „neutrínó” „antineutrínó”-vá változott. Minthogy azonban a neutrínóhoz rendelt leptonszám különbözik az antineutrínóétól, e részecskék Lorentz-transzformációval nem vihetők át egymásba. Következésképpen a neutrínó fizikai tömegének zérusnak kell lennie.

2. Az elmélet nem invariáns a paritás operátorának alkalmazásával szemben, amely definíció szerint a térkoordináták előjelét megváltoztatja, de a részecskét nem változtatja át antirészecskévé. Ez a művelet impulzusát ellenkező előjelűvé változtatja, a spin-irányt azonban változatlanul hagyja. Minthogy ebben az elméletben a neutrínó spinje és impulzusa mindig párhuzamos, a  $P$  paritás-operátor a neutrínót nemlétező állapotba viszi át. Vagyis: az elmélet nem invariáns a paritás operátorának alkalmazásával szemben.

3. Hasonlóképpen meg lehet mutatni, hogy az elmélet a töltéskonjugáció műveletével szemben — amely a részecskét antirészecskévé változtatja, de spinjét és impulzusát változatlanul hagyja — sem invariáns.

Ahhoz, hogy meggyőződjünk arról, hogy a leptonszám megmaradási törvénye és a kétkomponensű elmélet általános érvényű-e, részletesen meg kell vizsgálnunk az összes neutrínó részvételével végbemenő folyamatot. A  $\beta$ -bomlás reakcióegyenlete például vagy az

$$n \rightarrow p + e^- + \nu \quad (\mathcal{H}_\nu = +1),$$

vagy a

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (\mathcal{H}_{\bar{\nu}} = -1)$$

alakú.

A két lehetőség között a semleges lepton spinjének és impulzusának megmérése útján dönthetünk; meg kell állapítanunk, hogy neutrínó (jobbsavár-részecske) vagy antineutrínó (balcsavar-részecske) keletkezik-e a folyamatban? Az atommag és az elektron polarizációjának és szögeloszlásának mérése alapján, az impulzusmomentum megmaradási tételének felhasználásával módunk lehet a neutrínó spinállapotának meghatározására. Hasonlóképpen a visszalökődési impulzus méréssel ismereteket szerezhetünk a neutrínó impulzusáról. Ugyanilyen módon a  $\beta$ -bomlás mellett a  $\pi$ -,  $\mu$  és  $K$ -bomlást is felhasználhatjuk a kétkomponensű elmélet vagy a leptonmegmaradás ellenőrzésére. Jelenleg a mérések még nem jutottak el döntő szakaszukba [18]. Elméletünk jövője alakja számottevően függhet e kísérletek eredményétől.

### Megjegyzések

A tudomány előrehaladását mindenkor a világról alkotott fogalmaink és a természetben végzett megfigyeléseink kölcsönhatásának követhettük. A fogalmak csak a megfigyelések alapján bontakozhattak ki, de fogalmaink alakulásának is jelentékeny hatása van a kísérleti kutatásra.



A természet megismerésére irányuló erőfeszítéseink során fogalmaink és megfigyeléseink kölcsönhatása néha már jólismert jelenségek nem sejtett vonásainak felismerésére vezethet. Mint a mi esetünkben is, e rejtett sajátságok feltárását rendszerint csak a természeti jelenségeket szabályozó elvekre vonatkozó alapvető fogalmaink mélyreható megváltoztatása teszi lehetővé. Ez ugyan jól ismert tény, mindazonáltal rendkívül gazdag tapasztalatokat hozó emlékezetes élményt jelent, ha módunk van közlelni megfigyelni egyszer a két tényező: a fogalmak és a megfigyelések egymásra kifejtett befolyását és az ezt követő hirtelen fejlődést. Valóban, nagy megtiszteltetés számomra, hogy ez az alkalom osztályrészült jutott nekem és beszámolhattam ezekről a — paritás meg-nem-maradásával és a gyenge kölcsönhatásokkal kapcsolatos — élményeimről.

#### HIVATKOZÁSOK ÉS JEGYZETEK

1. C. N. Yang, Nobel-előadás (az előző cikk).
2. C. L. Cowan, Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, A. D. McGuire, Science 124, 103 (1956).
3. C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson, Phys. Rev. 105, 1413 (1957).
4. T. D. Lee, R. Oehme, C. N. Yang, uo. 106, 340 (1957); B. L. Joffe, L. B. Okun, A. P. Rudik, ZSETF 32, 396 (1957).
5. Ha a neutrínót kétkomponensű elmélet írja le (l. a kétkomponensű elméletéről szóló szakaszt), úgy a  $\text{Co}^{60}$  esetében megfigyelt szögeloszlás nagy aszimmetriája nyilvánvaló módon mutatja, hogy a  $\beta$ -bomlás nem invariáns a töltéskongugáció műveletével szemben. A töltéskongugációval szembeni invariancia érvénytelensége azonban tágabb keretek között is igazolható. E szakaszban a négykomponensű neut-

- rinó-elméletet választottuk a bizonyítás illusztrálására.
6. A  $\gamma$ -matrixokra vonatkozó jelölésekre és e matrixok definíciójára vonatkozóan l. W. Pauli, Handbuch der Physik (Springer, Berlin, 1933), vol. 24.
  7. E kísérletek összefoglaló áttekintése pl. a következő helyen található meg: Proceedings of the Seventh Annual Rochester Conference (Interscience, New York, 1957).
  8. R. L. Garwin, L. M. Lederman, M. Weinrich, Phys. Rev. 105, 1415 (1957); J. I. Friedman és V. L. Telegdi, uo. 105, 1681 (1957).
  9. G. Culligan, S. G. F. Frank, J. R. Holt, J. C. Kluyver, T. Massam, Nature 180, 751 (1957).
  10. C. A. Coombes, B. Cork, W. Galbraith, G. R. Lambertson, W. A. Wenzel, Phys. Rev. 108, 1348 (1957).
  11. Crawford et al., uo. 108, 1102 (1957); F. Eisler et al., uo. 108, 1353 (1957); R. Adair és L. Leipuner, uo., sajtó alatt.
  12. T. Coffin, R. L. Garwin, L. M. Lederman, S. Penman, A. M. Sachs, uo. 107, 1108 (1957).
  13. T. D. Lee, C. N. Yang, uo., sajtó alatt.
  14. H. Weyl, Z. Physik 56, 330 (1929).
  15. l. W. Pauli, Handbuch der Physik (Springer, Berlin, 1933), vol. 24, pp. 226—227.
  16. Azt a lehetőséget, hogy a neutrínót tartalmazó folyamatokban a paritás meg-nem-maradásának kifejezésére a kétkomponensű elméletet használjuk fel, többen egymástól függetlenül felvetették és megvizsgálták: T. D. Lee és C. N. Yang, Phys. Rev. 105, 1671 (1957), A. Salam, Nuovo Cimento 5, 299 (1957) és L. Landau, Nuclear Physics 3, 127 (1957).
  17. A lepton-megmaradás tételének esetleges létezésével már a paritás meg-nem-maradásának felfedezése előtt is foglalkoztak. L. pl. E. Konopinski és H. M. Mahmoud, Phys. Rev. 92, 1045 (1953).
  18. Megjegyzés korrekturánál: M. Goldhaber, L. Grodzins és A. W. Sunyar (Phys. Rev., sajtó alatt) legutóbb elvégzett kísérletei azt mutatják, hogy a  $\beta$ -bomlásban kibocsátott neutrínó balkezes helicitású.

## Neutron-diffrakció alkalmazása az anyag-finomszerkezeti kutatásban I.

### I. Bevezetés

A neutron-diffrakció az anyagfinomszerkezeti kutatásnak nem egészen egy évtizede bevezetett módszere. Ezzel a módszerrel már eddig is igen sok új szerkezeti megállapítást tettek. Ezeknek a megállapításoknak jelentős része a saját-

ságoknak olyan csoportjaira vonatkozik, amelyek minőségileg is különböznek azoktól a sajátságoktól, amelyeket röntgen- vagy elektron-diffrakcióval egyáltalán tanulmányozni lehet. Tehát a neutron-diffrakciós vizsgálatok a szerkezet bizonyos újabb vonásaiba is betekintést engednek.

#### Jelölések

$b$	átlagos magaszórás amplitudó
$b_k$	a $k$ -edik atommag átlagos magaszórás amplitudója
$b_+, b_-$	a kétféle spinbeálláshoz tartozó kétféle magaszórás amplitudó
$c$	fénysebesség
$d$	szomszédos rácscikok távolsága
$d\tau$	térfogatelem
$\bar{e}$	a neutronok mágneses nyomatékának irányát jelző egységvektor
$f$	mágneses alakfaktor
$F$	kristályszerkezeti amplitudó
$h$	Planck-féle állandó
$i$	képzetes egység
$I$	magspin
$\theta$	reflexiós szög

$\bar{K}$	a mágnesezés irányát jelző egységvektor
$l$	egész szám
$\lambda$	hullámhosszúság
$m$	neutron-tömeg
$n$	törésmutató
$N$	atommagok száma $\text{cm}^3$ -ra
$p$	mágneses szórás amplitudó
$\vec{q}$	mágneses kölcsönhatási vektor
$\varrho(\vec{r})$	elektronsűrűség
$\vec{r}_k$	a $k$ -edik atom helyét jelölő helyvektor
$\vec{s}_i$	a beeső sugár irányát jelölő egységvektor
$\vec{s}$	a szórt sugár irányát jelölő egységvektor
$\mathbf{s}$	inkohérens szórás hatáskeresztmetszet
$\mathbf{S}$	koherens szórás hatáskeresztmetszet
$\sigma$	teljes szórás hatáskeresztmetszet
$\sigma_{pm}$	paramágneses szórás hatáskeresztmetszet
$v$	neutron-sebesség
$w_+, w_-$	a kétféle spinbeállítás fellépésének valószínűsége



Az épülő reaktor nálunk is lehetővé tesz majd ilyen kutatásokat. Éppen ezért kívánja ez az ismertetés felhívni a figyelmet erre a területre.

Az alapjelenség itt a lassú (termikus) neutronok szóródása. A szóródás tárgyalásánál a neutronok hullámleírását használjuk. Közismert dolog az, hogy de Broglie nyomán mozgó részecskéket ilyen módon lehet leírni. Meghatározott sebességgel mozgó részecskék leírása meghatározott hullámhosszúságú hullámmal történik, és a  $v$  sebesség és  $\lambda$  hullámhosszúság között a közismert

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (1.1)$$

de Broglie-féle összefüggés áll fenn. ( $m$  a részecské, jelen esetben a neutronok tömege,  $h$  a Planck-féle állandó.)

A neutronoknak ilyen hullám-leírását használva, érthető, hogy anyagon való szóródásnál hasonló diffrakciós jelenségeket kapunk, mint amilyenek a röntgensugarak szóródásával kapcsolatban közismertek.

Az is ismeretes dolog, hogy az anyagfinomszerkezet diffrakciós vizsgálatára Å nagyságrendű sugárzások alkalmasak, ami összefügg azzal, hogy mind a szilárd, mind a folyékony anyagokban, mind pedig a gázmolekulákban a szomszédos atomok közti távolságok Å nagyságrendűek.

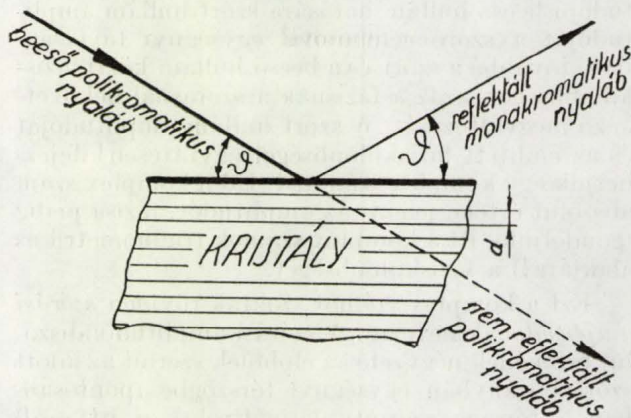
Az (1.1) összefüggésből kiszámíthatjuk, hogy ilyen hullámhosszúságokhoz milyen neutronsebességek tartoznak. Így kiderül, hogy éppen a termikus neutronok sebessége felel meg az Å hullámhossznak. (A reaktorokkal kapcsolatban ma már annyira közismertté vált a termikus neutronok fogalma, hogy ezt itt felesleges megvilágítanunk.) És ez szerencse, mert a termikus reaktorokból éppen termikus neutronokat nyerhetünk a legnagyobb számban, a diffrakcióhoz is elegendő intenzitással. Tehát a neutron-diffrakciós vizsgálatokhoz a neutronokat a termikus reaktorok szolgáltatják.

A reaktorokból egy-egy csatornán kiáramló neutronnyaláb széles neutron-energiaspektrumot tartalmaz, benne különböző sebességű neutronok találhatók. Ezeket tehát nem lehet egyetlen hullámhosszúsággal leírni, a nyaláb nem monokromatikus, hanem polikromatikus. Diffrakciós vizsgálatokban legtöbbször monokromatikus nyalábra van szükség. A polikromatikus nyalábból valamelyik meghatározott hullámhosszúságú hullámot (azaz a sokféle sebességű neutronok közül valamilyen meghatározott sebességűeket) kiválasztani ugyanúgy lehet, ahogy a polikromatikus röntgenfényből monokromatikus nyaláb kiválasztása történik: egykristályon való reflektálással.

Ismeretes dolog, hogy kristályok valamely krisztallográfiai síkseregükhöz képest  $\theta$  szög alatt beeső sugárzásból csak azt a komponenszt reflektálják (azaz szórják a beeső nyalábhöz képest  $2\theta$  szögeltéréssel, lásd az 1. ábrát), amelynek hullámhosszúsága elegendő tesz a

$$2d \cdot \sin \theta = l \cdot \lambda \quad (1.2)$$

ún. Bragg-egyenletnek. (Itt  $d$  a szóbanforgó sík-sereg szomszédos síkjainak távolsága egymástól,  $l$  egész szám.) Az (1.2)-nek elegendő nem tevő hullámhosszúságú komponensek pedig gyakorlatilag az eredeti irányban haladnak tovább. (Úgyanis a törésmutató mind röntgensugarakra, mind neutronokra igen közel 1.) A reflektált nyaláb tehát monokromatikus.



1. ábra. Polikromatikus sugárzás reflexiója kristályon

A lassú neutronok szóródása\* két hatásra vezethető vissza: az atommagok terének hatására és az elektronhéjak esetleges mágneses nyomatékának hatására. (A neutron-elektron kölcsönhatás ezen a mágneses hatáson kívül igen kicsi, a szórásra való befolyása általában elhanyagolható.) Ennek megfelelően beszélünk magiszórásról, ill. mágneses szórásról. Ha szóródás közben a neutronok energiája nem változik meg, ill. (szabad atomokon, vagy molekulákon való szóródás esetében) csak annyival változik meg, amennyit a rugalmas golyók klasszikus-mechanikai ütközési törvényei megkövetelnek, akkor rugalmas, egyébként rugalmatlan szóródásról beszélünk.

Jelen cikk célja az, hogy megmutassa, milyen új ismereteket lehet szerezni a finomszerkezetvizsgálat területén a neutrodiffrakció alkalmazásával, a röntgen- (és elektron-) diffrakcióval megszerezhető ismereteken túl.

Cikkünk II. fejezete a magiszórásról, a lap következő számában megjelenő III. fejezete ennek alkalmazásaival foglalkozik. A cikknek a lap márciusi számában megjelenő IV. és V. fejezetében tárgyaljuk majd a mágneses szórásról és alkalmazásait.

## II. A magiszórás.

### 1. A rugalmas magiszórás

A meghatározott sebességű neutronokat jelképező meghatározott hullámhosszúságú hullámokat matematikailag két adattal jellemezhetjük: amplitúdójukkal és fázisukkal. Az amplitúdó négyzete adja meg a neutron-intenzitást, azaz a másod-

\* Nb. A továbbiakban a termikus, azaz lassú neutronok szóródásáról és az ezzel összefüggő mennyiségekről beszélve, rövidség kedvéért mindig el fogjuk hagyni a „lassú” ill. „termikus” jelzőt.



percenként a neutronok sebesség-vektorára merőleges  $1 \text{ cm}^2$  felületen áthaladó neutronok számát. Egységnyi amplitudójú hullám tehát 1 neutron pro  $\text{cm}^2$  és pro sec intenzitású neutronnyalábot jelent. Egy atommag szóróképeségét tehát úgy jellemezhetjük, ha megadjuk az egységnyi amplitudójú beeső hullám hatására szórt hullám amplitudóját a szóró centrumtól egységnyi távolságban, továbbá a szórt és a beeső hullám közti fáziskülönbséget, azaz a fázisnak a szórásnál bekövetkező megváltozását. A szórt hullám amplitudóját és az említett fáziskülönbséget együttesen kifejezhetjük egy komplex számmal. Ezen komplex szám abszolút értéke jelenti az amplitudót, fázisa pedig (gondoljunk itt a komplex számok trigonometrikus alakjára!) a fáziskülönbséget.

Ezt a komplex számot szokták röviden *szórási amplitudónak* nevezni. A szórási amplitudó abszolút értékének négyzete az előbbiek szerint az adott szórási irányban egységnyi térszögbe (pontosabban a térszög szerinti deriváltról van itt szó!) szórt neutronok relatív számát jelenti. Utóbbit éppen *differentiális szórási hatáskeresztmetszetnek* nevezik. Tehát röviden azt mondhatjuk: a szórási amplitudó abszolút értékének négyzete a differentiális szórási hatáskeresztmetszetet, fázisa pedig a szórt hullámnak a beeső hullámhoz képest vett fázisváltozását mutatja.

A rögzített (az összefüggő anyagban a neutronok energiájához képest nagy energiával kötött) magokon való szóródás gömbszimmetrikus, tehát a magszórási amplitudó független a szórási szögtől.

A félempirikusan értelmezhető tapasztalat szerint a szóródás a magok többségénél  $\pi$ , néhány magnál pedig 0 fázisváltozással jár. Ez azt jelenti, hogy a szórási amplitudó pozitív ill. negatív valós számmal jellemezhető, mert 0 ill.  $\pi$  fázisú komplex szám pozitív ill. negatív valós számmal azonos.

Köztudomásúan a röntgensugarak szóródásánál mindig  $\pi$  a fázisváltozás, és ehhez megállapodás szerint — negatív helyett — pozitív szórási amplitudót rendelnek. Ezzel a megállapodással összhangban a  $\pi$  fázisváltozással kapcsolatos neutronszerzési amplitudókat pozitívaknak, a 0 fázisváltozással kapcsolatos amplitudókat pedig negatívaknak szokták venni.

Ha a szóró mag spinje nem 0, akkor a szórás nem lehet egyetlen szórási amplitudóval jellemezni. Ugyanis a szórásnál az I spinű magból és  $\frac{1}{2}$  spinű neutronból keletkező rendszer eredő spinje vagy  $I + \frac{1}{2}$ , vagy  $I - \frac{1}{2}$ . Az  $I + \frac{1}{2}$  spinű állapot fellépésének valószínűsége az elmélet szerint:

$$w_+ = \frac{I + 1}{2I + 1}, \quad (2.1)$$

az  $I - \frac{1}{2}$  spinű állapot fellépésének valószínűsége pedig

$$w_- = \frac{I}{2I + 1}, \quad (2.2)$$

és ezekhez két különböző ( $b_+$  ill.  $b_-$ ) szórási amplitudó tartozik.

0 spinű atommagok szórása természetesen egyetlen  $b$  szórási amplitudóval jellemezhető. Ilyenkor a differentiális szórási hatáskeresztmetszet az előbbiek szerint egyszerűen  $b^2$ , a teljes térszögre integrált szórási hatáskeresztmetszet (a továbbiakban röviden: szórási hatáskeresztmetszet) pedig (a differentiális hatáskeresztmetszetnek a szórási szögtől való függetlensége miatt):

$$\sigma = 4\pi b^2. \quad (2.3)$$

Ennek a kifejezésnek érthető általánosításával I spinű magoknál a szórási hatáskeresztmetszet-kifejezése a következő:

$$\sigma = 4\pi(w_+ b_+^2 + w_- b_-^2) \quad (2.4)$$

0 spinű magoknál  $b$ -vel jelöltük a szórási amplitudót. Nem 0 spinű magoknál  $b$ -vel jelöljük az átlagos szórási amplitudót:

$$b = w_+ b_+ + w_- b_- \quad (2.5)$$

Így

$$\sigma = 4\pi b^2 + 4\pi w_+ w_- (b_+ - b_-)^2 \quad (2.6)$$

A

$$4\pi b^2 = S \quad (2.7)$$

és

$$4\pi w_+ w_- (b_+ - b_-)^2 = s \quad (2.8)$$

jelölésekkel tehát

$$\sigma = S + s. \quad (2.9)$$

Később kitűnő okból  $S$ -t koherens,  $s$ -t inkoherens szórási hatáskeresztmetszetnek nevezzük.

Kis kristályok szórásának leírása céljából a kristályt alkotó atommagok szórási amplitudóit összegeznünk kell a fáziskülönbségek figyelembevételével, és képeznünk kell ezen összeg abszolút értékének a négyzetét. Így kapjuk meg az egységnyi primérintenzitásra vonatkoztatott szórt intenzitást mint a szórási szög függvényét.

Itt nem a már tárgyalt ( $\pi$  ill. 0 nagyságú) fáziskülönbségről van szó, hanem arról, amely a különböző atommagok különböző térbeli helyzetéből adódik. Ennek a fáziskülönbségnek az eredetét jól szemlélteti a 2. ábra. Ebben vázlatosan látható két atommag és a rájuk  $\vec{s}_0$  irányban beeső és a róluk  $\vec{s}$  irányban szórt hullám. ( $\vec{s}_0$  és  $\vec{s}$  egységvektorok.) Ha az egyik atommag a koordináta-rendszer kezdőpontjában, a másik az  $\vec{r}_k$  helyvektorral jellemzett pontban van, akkor a róluk szórt hullámok közt az ábrából egyszerűen leolvashatóan ( $\vec{s} - \vec{s}_0$ ) $\vec{r}_k$  útkülönbség, tehát  $\frac{2\pi}{\lambda} (\vec{s} - \vec{s}_0) \vec{r}_k$  fáziskülönbség van. Az  $\vec{s}_0$  és  $\vec{s}$  által bezárt szög éppen a  $2\theta$  szórási szög. Látjuk tehát, hogy az említett összegezésben szereplő fáziskülönbségek függnek a szórási szögtől, és így a szórt intenzitás is változik a szórási szöggel, a szórási amplitudók szögtől való függetlensége ellenére.

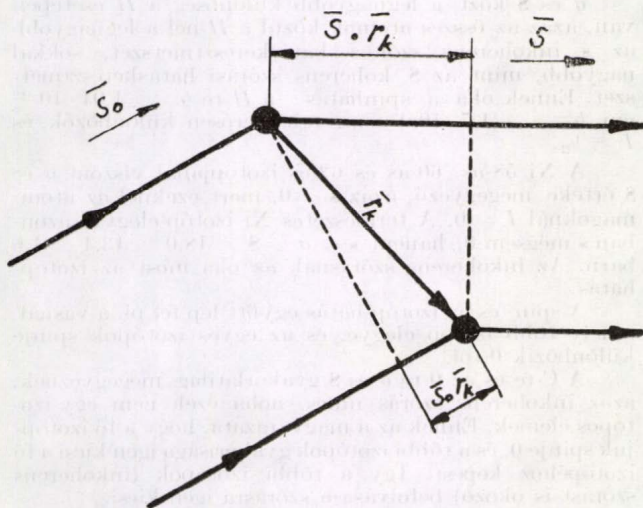
Ha az említett összegezést tényleg végrehajtjuk, akkor kiderül, hogy a szórásnak bizonyos, a kristály szerkezetével összefüggő, irányokban éles maximumai vannak. Ezeket a maximumokat reflexióknak nevezzük, mert csak akkor jönnek létre, ha teljesül az (1.2) egyenlőség, vagyis ha a kristályban egy megfelelő kristallográfiai síksereg olyan helyzetben van a beeső és reflektált sugárhoz képest, mint egy tükör. (Lásd az 1. ábrát.)



Az említett összegezést — a röntgen-krisztallográfiából jólismert módon — két lépésben szokás végrehajtani: először egyetlen elemi cella atomjaira kell képezni az összeget, majd összegezni kell az összes elemi cellákra. Az első összeg az ún. kristályszerkezeti amplitúdó:

$$F = \sum_{\text{cella}} b_k \cdot \exp \left[ 2\pi i \frac{\bar{s} - \bar{s}_0}{\lambda} \bar{r}_k \right]. \quad (2.10)$$

Itt  $b_k$  a  $k$ -adik atommag szórási amplitúdója,  $i$  a képzetes egység. Az összegezés egyetlen elemi cella atomjaira vonatkozik. A  $b_k$  szórási amplitúdók exponenciális faktoraival vettük figyelembe a különböző atomok különböző térbeli helyzetéből adódó, előbb tárgyalt fáziskülönbséget.



2. ábra. Két pontról szórt hullámok közti útkülönbség

Ha a  $k$ -adik mag spinje nem 0, akkor  $b_k$  helyébe vagy  $b_{k+}$ , vagy  $b_{k-}$  kerül, és az így kiszámított különböző intenzitás-értékek átlagát kell vennünk. Kimutatható, hogy az átlagolás eredményeképpen kapott intenzitás-kifejezés két tagra bontható. Az egyik tag olyan, mint amelyet akkor várhatnánk, ha mindegyik atom az átlagos

$$w_{k+} b_{k+} + w_{k-} b_{k-} = b_k \quad (2.11)$$

szórási amplitúdóval, vagyis  $4\pi b_k^2 = S_k$  hatáskeresztmetszettel (l. (2.7)), de a helyzete által megszabott fázissal szórna. A másik tag pedig egyszerűen az egyes atomokra vonatkozó, (2.8)-ban definiált  $s_k$ -értékek összege, és ebben a tagban a fáziskülönbségek nem szerepelnek. Formálisan tehát úgy foghatjuk fel a dolgot, mintha az atommagok  $b_k$  szórási amplitúdóval ( $S_k$  szórási hatáskeresztmetszettel) adnának koherens, meghatározott fázisú, egymással interferáló szórt hullámokat és ezen kívül még  $s_k$  hatáskeresztmetszettel adnának inkoherens, egymással nem interferáló szórt hullámokat. Így érthető, ha  $b_k$ -t koherens szórási amplitúdónak és  $S_k$ -t koherens,  $s_k$ -t pedig inkoherens szórási hatáskeresztmetszetnek nevezzük.

A szórt intenzitás koherens része szögfüggő, hiszen szerepelnek benne a fáziskülönbségek és így a szórási szöget meghatározó  $\bar{s}_0$ ,  $\bar{s}$  vektorpár. Az intenzitás inkoherens része azonban a szórási szögtől független, gömbszimmetrikus, mert benne a fáziskülönbségek és így  $\bar{s}_0$  és  $\bar{s}$  nem szerepelnek.

Ugyanazon elem különböző izotópjainak különböző a szórási amplitúdója, nem úgy, mint a röntgenszórásnál. Emiatt a szórt intenzitás számításánál az előbbieken vázolttal analóg számítást kell végeznünk. Ha mármint a fent jelzett átlagolásokon nemcsak az esetleges spin-szerinti, hanem még a különböző izotópokra is képezett átlagokat értjük, akkor az előző megfontolások, definíciók és eredmények szinte változatlanul érvényesek.

A nem-kis kristályok szórásáról III. 1.-ben lesz röviden szó.

## 2. A magszórási amplitúdók kísérleti meghatározása

Kimutatható, hogy  $b$  átlagos szórási amplitúdójú atommagokból álló anyag  $n$  törésmutatója neutron-hullámokra

$$n = 1 - \frac{\lambda^2 N b}{2\pi}. \quad (2.12)$$

Itt  $N$  az atommagok száma  $\text{cm}^3$ -enként. Ha  $b > 0$ , akkor ilyen anyagot felületéhez elég kis szög alatt besugározva totálreflexió lép fel, mert ilyenkor  $n < 1$ . Ha viszont  $b < 0$ , akkor a besugárzásnál totálreflexió nem léphet fel. Tehát  $b$  előjele megállapítható annak a vizsgálatából, hogy van-e totálreflexió, vagy nincs. Ilyen módon állapította meg először Fermi és Marshall hat elemre  $b$  előjelét.

Ha valamely elemre ismerjük  $b$  előjelét, akkor egy másik elemre meghatározhatjuk  $b$  előjelét egy olyan kristály szórásának a vizsgálatából, amely csak ebből a két elemből áll, és amelynek (lehetőleg egyszerű) szerkezete ismert. Ehhez a kristály szórásának koherens részétől származó intenzitás-maximumok (reflexiók) intenzitás-arányait kell csak mérnünk, és ezekből a (2.10)-beli  $F$  mennyiség különböző szórási szögekhez tartozó abszolút értékeinek arányait megállapítanunk.

$b$  abszolút értékét a legtöbb esetben a reflexiók kristályporokon mért abszolút intenzitásaiból határozták meg. A diffrakciós mérések legtöbbször relatívak abban az értelemben, hogy a szórt intenzitást csak egy ismeretlen arányossági tényező erejéig határozzák meg. Abszolút intenzitásmérésről akkor beszélünk, ha meghatározzuk, hogy a szóró anyag egységnyi mennyisége a beeső sugárzás hányadrészét szórja egységnyi térszögbe. Az abszolút intenzitásmérésekből ki lehet számítani a (2.10)-beli  $F$  abszolút értékét a különböző reflexiók szögeire és így esetleg az  $F$ -ben szereplő  $b$ -ket is.



Ahhoz, hogy valamely izotópra  $b_+$ -t és  $b_-$ -t külön-külön is meghatározzuk, külön-külön mérnünk kell az illető izotópra vonatkozó  $S$  és  $s$  mennyiségeket.  $S$  és  $s$  értékéből azonban  $b_+$ -ra és  $b_-$ -ra (2.5)-(2.7) és (2.8)-ból csak kétértelmű felvilágosítást: két értékpárt kaphatunk. Ezek közül a megfelelő általában irányított magspinekkel és polarizált neutronokkal végzett szórás-mérésekkel lehet csak kiválasztani. (Polarizált neutronok előállításáról a mágneses szórás kapcsán lesz majd szó).

### 3. A rugalmas magszórás amplitúdó értékei

$S$ ,  $s$  és  $\sigma$ , ill.  $b$ ,  $b_+$  és  $b_-$  nukleáris állandóknak tekinthetők, mert a termikus energiatartományban gyakorlatilag általában konstansok, nem változnak a neutron-energiával.

A szórás amplitúdók értékei még közelítőleg is csak félempirikusan (a közismert Breit-Wigner képlet alapján) számíthatók. Pontos értékeket kísérletileg kell megállapítani. Ezek az értékek a tömegszámmal erősen szabálytalan változásokat mutatnak.

Az 1. táblázat mutatja a  $b$  magszórás amplitúdó értékeit  $10^{-12}$  cm egységben néhány elemre ill. izotópra. Olyan izotópokra, melyeknek spinje nem 0, a spinbeállítás szerinti, több-izotópos elemeknél ezenkívül még az izotópok szerinti átlagérték szerepel. A táblázatban szerepel még  $S = 4\pi b^2$  és  $\sigma$  értéke is barn egységben. (1 barn =  $10^{-24}$  cm<sup>2</sup>.) Egy-izotópos, 0 spinű elemeknél a kettő természetesen megegyezik, egyébként  $\sigma > S$ , azaz a koherens szórás nem adja meg a teljes szórást, mivel a teljes szórásban rajta kívül még inkoherens szórás is szerepel:  $\sigma = S + s$  (lásd (2.9)).

1. táblázat

atomfajta	$b$ ( $10^{-12}$ cm)	$S$ (barn)	$\sigma$ (barn)
H	—0,378	1,79	81,5
D	0,65	5,4	7,6
C	0,661	5,50	5,51
C <sup>13</sup>	0,60	4,5	5,5
O	0,58	4,2	4,24
P	0,53	3,5	3,6
V	—0,050	0,032	5,1
Fe	0,96	11,4	11,8
Fe <sup>54</sup>	0,42	2,2	2,5
Fe <sup>56</sup>	1,01	12,8	12,8
Fe <sup>57</sup>	0,23	0,64	2
Ni	1,03	13,4	18,0
Ni <sup>58</sup>	1,44	25,9	
Ni <sup>60</sup>	0,30	1,1	
Ni <sup>62</sup>	—0,87	9,5	
Hg	1,3	22	
U	0,85	9,0	

A táblázatbeli adatok rögzített (az összefüggő anyaghoz elég nagy energiával kötött) szóró magokra vonatkoznak. Kimutatható, hogy szabad állapotban az  $A$  tömegszámú mag szórás amplitúdója  $\frac{A}{A+1}$ -szer, szórás

hatáskeresztmetszete tehát  $\left(\frac{A}{A+1}\right)^2$ -szer kisebb, mint rögzített állapotban. Nehezebb magoknál a rögzített és a szabad állapotbeli szórás amplitúdó ill. hatáskeresztmetszet gyakorlatilag megegyezik.  $H$ -re ( $A = 1$ ) azonban a szabad állapotbeli szórás hatáskeresztmetszet csak  $\frac{1}{4}$ -e a rögzített állapotbelinek.

Érdekes összevetnünk ezeket a szórás amplitúdókat a röntgen-szórás amplitúdókkal. Utóbbiak — amint már mondtuk — mindig pozitívak, a rendszámmal egyenesen arányosak és függenek a szórás szögtől. Értékük a legnagyobb a 0 szórás szögnél: a  $H$ -re itt  $0,28 \cdot 10^{-12}$  cm, az  $U$ -ra  $25,8 \cdot 10^{-12}$  cm a szórás amplitúdó értéke. A legkisebb neutron-szórás amplitúdó abszolút érték viszont  $0,050 \cdot 10^{-12}$  cm (a  $V$ -nál), a legnagyobb pedig  $1,3 \cdot 10^{-12}$  cm (a  $Hg$ -nál).

$\sigma$  és  $S$  közt a legnagyobb különbség a  $H$  esetében van, azaz az összes atomok közül a  $H$ -nél a legnagyobb az  $s$  inkoherens szórás hatáskeresztmetszet, sokkal nagyobb, mint az  $S$  koherens szórás hatáskeresztmetszet. Ennek oka a spinhatás: a  $H$ -re  $b_+ = 1,04 \cdot 10^{-12}$  cm,  $b_- = -4,7 \cdot 10^{-12}$  cm, tehát erősen különböznek, és  $I = \frac{1}{2}$ .

A  $Ni$  58-as, 60-as és 62-es izotópjánál viszont  $\sigma$  és  $S$  értéke megegyező, azaz  $s = 0$ , mert ezeknél az atommagoknál  $I = 0$ . A természetes  $Ni$  izotóp-elegyre azonban  $s$  mégsem 0, hanem  $s = \sigma - S = 18,0 - 13,4 = 4,6$  barn. Az inkoherens szórásnak az oka most az izotóphatás.

A spin- és az izotóp-hatás együtt lép fel pl. a vasnál, amely több izotóp elegye, és az egyes izotópok spinje különbözik 0-tól.

A  $C$ -re és az  $O$ -re  $\sigma$  és  $S$  gyakorlatilag megegyeznek, azaz inkoherens szórás nincs, noha ezek nem egy-izotópos elemek. Ennek az a magyarázata, hogy a fő izotópjuk spinje 0, és a többi izotópok gyakorisága igen kicsi a fő izotóphoz képest. Így a többi izotópok (inkoherens szórást is okozó) befolyása a szórásra igen kicsi.

Az elemek és izotópok túlnyomó többségénél a szórás amplitúdó pozitív, amit az 1. táblázat is mutat.

### 4. A rugalmatlan magszórás

Az eddig tárgyalt rugalmas szórásnál a szórt neutronok energiája megegyezik a beeső neutronok energiájával. A valóságban azonban a szórt neutronok között általában találhatók megváltozott energiájú neutronok is, vagyis olyanok, amelyek rugalmatlanul szóródtak.

A rugalmatlan magszórás összefügg a szóró anyag hőmozgásával. U. rugalmatlan szórás esetében a neutronok energiájának megváltozása ellentétben egyenlő a szóró anyag termikus energiájának megváltozásával.

A röntgenszórásnál is fellép a rugalmatlan szórásnak ez a fajtája. Ismeretes dolog, hogy kristályok röntgenszórásánál ez a hatás csökkenti a koherens szórást, azaz a reflexiók erősségét és növeli a diffúz szórást. De a kristályok hőmozgásáról ennek a jelenségnek az alapján csak keveset tudhatunk meg, mert a röntgen-foton relatív energiaváltozásai az ilyen fajta szórásnál igen kicsik. A neutronoknál azonban ezek az energiaváltozások az eredeti (termikus) energiával azonos nagyságrendűek. Ez a különbség könnyen érthető,



ha meggondoljuk, hogy a fotonok energiája  $h \frac{c}{\lambda}$ ,

a neutronoké viszont  $h \frac{v}{2\lambda}$  ( $c$  a fénysebesség), tehát azonos hullámhosszúság esetén a neutronok energiája  $\frac{2c}{v}$ -szer kisebb, mint a fotonoké. Pl.

$\lambda = 1 \text{ \AA}$  hullámhosszúságú neutronokra  $v = \frac{h}{m\lambda} \approx$

$\approx 4,10^5 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ , energiájuk tehát  $\frac{6 \cdot 10^{10}}{4 \cdot 10^5} = 1,5 \cdot 10^5$ -

szer kisebb, mint az ugyanolyan hullámhosszúságú fotonoké.

A rugalmas szórás amplitúdója a hőmozgással kapcsolatos rugalmatlan szórás miatt a neutronok esetében is a közismert  $e^{-W}$  Debye—Waller faktornak megfelelően csökken, akárcsak a röntgenszórásnál. ( $W$  a szórási szögnek, a hullámhossznak és a hőmérsékletnek meghatározott függvénye.)

Bonyolultabb annak számítása, hogy a (koherens ill. inkoherens) rugalmas szórás ilyen csökkenésével egyidejűleg milyen rugalmatlan szórás lép fel. A hőmozgásra vonatkozó elképzelésekből kiindulva ki lehet számítani a rugalmatlan szórás differenciális hatáskeresztmetszetét, sőt bármely szórási szögnél a szórt energiaeloszlást is, mindezt a hőmérséklet függvényében.

A hőmozgásra vonatkozó elméletek ellenőrzésére az említett hatáskeresztmetszetek kísérleti meghatározása is értékes. Sokkal döntőbb megállapításokat lehet azonban tenni erre vonatkozólag a szórt energiaeloszlásnak különböző rögzített irányokban való kimérésével. Ilyen fajta mérést a fent említett okból neutronokkal lehet végezni, röntgensugárzással nem.

Szabó Pál

Központi Fizikai Kutató Intézet  
Neutronfizikai Osztály

(Folytatása következik)

## AZ 1958. ÉVI EÖTVÖS-VERSENY

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1958. évi fizikai versenyét november 22-én tartotta. A verseny feladatai a következők voltak.

1.  $r$  és  $r/2$  sugarú, elhanyagolható tömegű hengerkeréken két egyenlő,  $m$  tömegű test függ. Mekkora gyorsulással mozognak?

2. Adva van egy kockaalakú,  $1 \text{ m}^3$ -es elektrolizáló kád. Északi, illetve déli oldallapján  $1 \text{ m}^2$ -es fémlemezek szolgálnak az áram be- és kivezetésére. Az oldat fajsúlya  $1,2 \text{ grs/cm}^3$ ; az oldaton északról délre  $5000$  amperes áram megy át. Az oldaton tenyérnyi nagyságú,  $1 \text{ cm}$  vastag  $0,6 \text{ grs/cm}^3$  fajsúlyú deszkadarab úszik. Mi történik a fadarabbal, ha az egész berendezés keletről nyugatra irányuló  $3000$  oersted erősségű homogén mágneses térbe kerül?

3. A homorú gömbtükör gyújtótávolsága a rádiusz fele, azonkívül a tárgyátávolság és képtávolság reciprok értékeinek összege egyenlő a gyújtótávolság reciprok értékével. Ismeretes, hogy ezek a törvények csak közelítőek, annál inkább teljesülnek, minél közelebb haladnak a sugarak a tengelyhez. Vizsgáljuk meg, milyen mértékű eltérések jönnek létre, ha ez a feltétel nem teljesül!

A verseny egyidejűleg folyt le Budapesten, Debrecenben, Szegeden, Miskolcon, Egerben és Pécsen. Veszprémbe nem jelentkezett versenyző. Csak 1958-ban érettségizettek versenyezhettek, a munkaidő  $5$  óra volt, bármilyen segédeszköz használata meg volt engedve. Összesen  $83$  versenyző szerepelt, Budapesten  $42$ , Debrecenben  $20$ , Szegeden  $11$ , Miskolcon  $2$ , Egerben  $3$ , Pécsen  $5$ . A versenyzők közül  $69$  elsőéves egyetemi és főiskolai hallgató volt,  $14$  versenyző nem volt egyetemi hallgató. Budapesten  $17$  tudományegyetemi és  $14$  műegyetemi; Debrecenben  $12$  tudományegyetemi,  $5$  orvoskari és  $1$  (budapesti) műegyetemi; Szegeden  $5$  tudományegyetemi és  $6$  főiskolai; Miskolcon  $1$  műegyetemi; Egerben  $3$  főiskolai; Pécsen  $5$  főiskolai hallgató versenyzett. A versenyzők között  $13$  leány volt.

A verseny a résztvevők számát tekintve eredményesebb volt, mint a tavalyi, amelyen csak  $35$  versenyző vett részt. A minőség tekintetében az eredmény nem javult ugyanilyen arányban.  $53$  dolgozat ( $64\%$ ) teljesen hasznavehetetlen volt. Az  $1$ . feladatot  $22$  versenyző oldotta meg, de az általánosítás tetszésszerű tömegekre

és rádiuszokra csak  $1$ -nek jutott eszébe. A  $2$ . feladatot  $7$  versenyző volt képes megoldani. Ennél is elszomorítóbb, hogy sok dolgozatból az áram mágneses hatásának teljes nem-ismerése tűnt ki. Bár feltehetően a versenyen a fizikából legerősebb tanulók indultak, talán mégis túlzott volna az a következtetés, hogy a Magyarországon  $1958$ -ban érettségizett tanulók közül csak  $7$  ismeri a Biot—Savart-törvényt. De azt sem szabad elfelejteni, hogy a versenyzők minden segédeszközt, így tankönyveiket, jegyzeteiket is használhatták. A  $3$ . feladat kidolgozásában  $15$  tanuló ért el elfogadható eredményt. Valamennyien a tengellyel párhuzamos sugarak esetében kaptak használható képletet, az általános eset vizsgálata számukra nehéz volt. Azt is meg kell állapítani, hogy a hibák mennyiségi megbecsülésének igénye egy versenyzőnél sem volt megállapítható.

A verseny első díját Széphalmi Géza nyerte el, a budapesti Eötvös Loránd Tudományegyetem természettudományi karának fizikus hallgatója, aki a budapesti Piarista gimnáziumban érettségizett, ahol Kovács Mihály és Herédi Vilmos tanítványa volt. A második díjat a bizottság nem adta ki. Harmadik díjat kapott Kovács Béla, a debreceni Kossuth Lajos Tudományegyetem fizikus hallgatója, aki Sárospatakon a Rákóczi-gimnáziumban érettségizett és Écsedy Zoltán tanítványa volt.

Jutalmat kaptak: Montváry István (a budapesti Eötvös Loránd Tudományegyetem természettudományi karának fizikus hallgatója, a budapesti Landler Jenő-gimnáziumban Toronyi Margit tanítványa), Pulay Péter (a budapesti Eötvös Loránd Tudományegyetem természettudományi karának vegyész hallgatója, a budapesti Petőfi-gimnáziumban Szűts Pál tanítványa), Trón Tibor (a budapesti Műszaki Egyetem villamosmérnök hallgatója, a debreceni Fazekas Mihály-gimnáziumban Bujdosó Ernő tanítványa).

Az eredményhirdetés december 20-án történt az egyetemi fizikai intézet nagy előadótermében, középiskolai fizikai délután keretében. Vermes Miklós a példák megoldását ismertette, azután Pócsa Jenő egyetemi tanár kiosztotta a díjakat, végül Baintner Géza a lencsék leképezési hibáiról tartott bemutatásokkal kísért előadást.



# WOLFGANG PAULI

1900–1958

A századforduló a természettudomány történetében is fordulópont. A XX. század elején a fizikai világkép forradalmi átalakuláson megy keresztül. Fejlődése diadalmenet, sűrűn sorakoznak egymás mellé a kimagasló eredmények ma már ünnepélyessé vált évszámai. Egy emberöltő múlt el azóta s a ránk köszöntő évek sorában sok hoz most szomorú ünnepélyességet. Azoktól az emberektől kell megválnunk, akik a modern fizikát megteremtették. 1954-ben meghal Enrico Fermi, 1955-ben Albert Einstein, 1956 Neumann János halálának éve. S most legújabbban, 1958 végén Wolfgang Paulitól vettünk örök búcsút.

Minlig megrendítő, ha olyan kutatónak kell kiválnia a tudomány területén küzdők sorából, akinek a természet nem adta meg a választ a feltett kérdésre. A kvantumelmélet megszakítatlan sikersorozata ellenére, sőt talán éppen emiatt hasonló megrendülést érzünk, ha az elmélet valamelyik úttörőjét éri utól a halál. Az új diszciplína nem a klasszikus fizika különálló fejezetei mellé sorakozik, nem is azok finomítása. Ennél tágabb és egységesebb, ismeretelméletileg a kutatás soha nem sejtett mérvű felszabadítását jelenti, s a fizikai világot felépítő elemi részek elméletében olyan alapvetően mély szimmetriák perspektívát tárta fel, amelyek, Heisenberg szavaival élve „az egész világra vonatkozó” kérdésekhez nyithatják meg az utat. Ezeknek a perspektíváknak a létjogosultságáról, az elmélet korlátairól a tapasztalat még nem mondotta ki a döntő szót. Pauli további munkájáról a kutatás feszült fázisában mondunk le.

Megilletődöttségünk különösen mély az ő esetében. Nála szenvedélyesebb kíváncsisággal nem leste senki a mindenség titkainak megnyilvánulását, ugyanakkor senki nem vette komolyabban a természettudományt, mint ő. Tudományos egyénisége korunkban meglehetősen egyedülálló. A természetet Goethe lelkesedéssel és Newton tiszteletével nézte. Megérthetőségében rendületlenül hitt, a valóság megismerésének egy-egy jelentős lépése mégis szinte áhítatos élmény volt a számára. A fizikai valóságot ilyen élményszerűen befogadó szemlélete azonban soha nem torkollott olcsón misztifikáló vagy akár csak homályos kijelentésekbe. Ellenkezőleg: munkáit szinte „szemérmes” szakszerűség jellemzi, a természettel szemben érzett respektus pedig a legnagyobb fokú tudományos felelősségteljeségben nyilvánul

meg. Soha nem állt a nyilvánosság elé olyan munka-hipotézissel, amely már születése pillanatában ellentmond a tények egy részének, noha ilyen elméletek számtalanszor váltak jelentős fejlődés kiindulópontjává. Talán nem kegyeletsértő azt mondani, hogy szívesebben érezte az elfogódottságot a fausti „titokzatos színjáték” fölött, mint a „puszta találgatás” örömet. „Vajon miért csak a gyenge kölcsönhatásoknál találkozunk a tükrözési invariancia e korlátozásával? Tud erről valaki valamit? Nekem sejtelmem sincs róla!” — kiált fel egy Weisskopf-

hoz intézett levelében. A természettudomány gyors és sokrétű fejlődésének tüneteként nem egy tudományos munka lát napvilágot, amely bizonyos értelemben „könnyed” kombináció arról, hogy „milyen legyen” a természet. Pauli érdeklődése elsősorban azoknak a tényeknek, összefüggéseknek és elveknek a mélyebb megértése felé irányult, amelyek a valóság, az igazság élményével hatottak rá. Azok közé tartozott, akik a szépséggel nem bizalmaskodnak. Napjainkban az elemi részek vizsgálatánál úgyszólván napról napra felmerülő új tények és szempontok keresztretjényszerű összeillesztése szinte gátlást, tudatos szerénységet váltott ki belőle. A kibontakozó eredményeket azonban mindig nagy izgalommal figyelte.

Mindez nem jelenti azt, hogy Pauli nem teremtett újat. Ő volt az, aki  $\beta$ -bomlás energiaspektrumának magyarázatára bevezette a neutrínó hipotézisét (1931-ben, olyan időben, amikor még csak a régóta polgárjogot nyert proton és elektron volt ismeretes), mivel a relativisztikus fizika elvi alapjaival összefüggő energiamegmaradási tétel élő valóság volt a számára. Ő alkotta meg a kétdimenziós spinmátrixokat, hogy a Schrödinger-egyenletet és az elektron sajátimpulzusmomentumának tényét a róla elnevezett kétkomponensű egyenletbe foglalhassa össze (1926).

Tudományos eredményei közül legfontosabb a Pauli-elv néven ismert kizárási elv (1925). Ebben az atomfizikai tapasztalatból leszűrte empirikus törvényszerűség tömör megfogalmazását adta, amely azután következményeiben az elemi részek világának olyan átfogó rendező elvévé vált, amely a relativitás elvéhez, a II. főtéthez mérhető. Az elv egyre tökéletesebb matematikai megfogalmazásait P. A. M. Dirac, Pascual Jordan, Wigner Jenő adták meg, de a betetőzés ismét Pauli nevéhez kapcsolódik: egyéni-





ségére talán legjellemzőbb dolgozatában a relativitás elvére támaszkodva megmutatja, hogy a feles, ill. egész spinű részek mindig Fermi-, ill. Bose-statisztikát követnek (1940). A legutóbbi években tanítványának, Lüdersnek eredményét elmélyítve felállítja a kiválasztási szabályok megalkotásánál fontos TCP-tételt, amely az elemi részek szimmetriaviszonyainak belső összefüggésére mutat rá: A relativitás elvével és a Pauli-elvvel összhangban álló fizikai törvény szükségszerűen invariáns az idő, töltés és tér egyidejű inverziójával szemben (1956).

Átfogóképességére jellemző, hogy még mint egyetemi hallgató írta meg a relativitáselméletnek és irodalmának mindenre kiterjedő, mintaszerűen tömör és világos 256 oldalas összefoglalását (1922). Az *Encyklopaedie der Mathematischen Wissenschaften*-nek ez a kötete egy emberöltő múltán is a relativitáselmélet legkiemelkedőbb, leggyakrabban kézbe vett monográfiái közé tartozik. Ő írta meg a kvantummechanikai fejezetet a *Handbuch der Physik* számára és ez az egyetlen fejezet, amelyet változtatás nélkül átvettek a most, egy negyedszázaddal később kiadott új *Handbuch* számára is.

Tudományos munkahelye a zürichi egyetem elméleti fizikai tanszéke. Sokat utazott tudományos kongresszusokra, a diszkussziók egyik legaktívabb résztvevője volt, csípős kritikai megjegyzései gyakran érték az ingatag spekulatív alapokra épült elméleteket. Kiterjedt tudományos munkásságából még csak rövid említés formájában emlékeztetünk néhányra. Heisenberggel együtt Pauli dolgozta ki a terek általános kvantumelméletének alapjait (1928). A divergencia-nehézségek relativisztikusan invariáns leküzdését célozza a Pauli–Villars-féle regularizáció (1949). Feltárta a kvantumtérelmélet kritikai vizsgálata szempontjából oly gyümölcsözőnek bizonyult Lee-modell matematikai szerkezetét, rámutatva a „kísértet-állapotok” esetleges érdekes szerepére (1956). Ehhez a Källennel együtt írt dolgozatához a legutóbbi hónapokban az indefinit metrikájú Hilbert-térrel foglalkozó dolgozatok egész sora kapcsolódik.

1945-ben kapta meg a Nobel-díjat az elemek periódusos rendszerének Pauli-elven alapuló elméleti értelmezéséért.

K. F.

## KÖNYVSZEMLE

DR. VERMES MIKLÓS: TANÁRI SEGÉDKÖNYV

az ált. gimnáziumok II. és III. o. fizika tankönyveihez.

Berzenkedve fogta kezébe sok tanár e könyveket, mert az a régi iskolákban szokásos gyakorlat jutott eszébe, amikor a képzetlen nevelő a megtanítandó tankönyvet kapta év elején kezébe és ahhoz egy útmutatót, segédkönyvet. Vajon van szüksége segédkönyvre a jól képzett fizikatanárnak is? Ha nem elegendő ismeretei, nem tudja azt a szakkönyvekből kiegészíteni? Vermes Miklós bebizonyította, hogy mind a kezdő, mind a gyakorlott fizikatanár bőven meríthet könyvéből és célszerű megismerni egy jó fizikatanár gondolatmenetét minden egyes tanítási egységgel kapcsolatban.

A könyvek jelentős részét teszi ki a tankönyvek feladatainak megoldása. Ez a kétségtelenül nagy segítség, nemcsak megnyugtató, hanem kényelmessé is teszi a tanárokat. Ezek a megoldások akadályozzák meg azt, hogy a könyvek rendes kereskedelmi forgalomban legyenek kaphatók, hiszen a tanulók innét másolhatnák le a feladataikat. Ajánlatos volna még több feladatnál közölni a megoldások kiegészítéseit, valamint azok realizálására vonatkozó megjegyzéseket.

Elvi kérdések címen a legfontosabb tanítási anyag-részek világos értelmezését nyújtja és egyben annak természetes megmagyarázására ad útmutatást. Ezzel érintkező tevékenysége az, hogy a tankönyvek szövegének kiegészítésére (tudományos, gyakorlati, világnézeti) adatokat szolgáltasson, gondolatokat ébreszt.

Minden tanítási egységgel kapcsolatban felsorolja a bemutatandó kísérleteket, azok végzésére nagyon praktikus tanácsokat ad. Igen sok egyéni, új kísérleti eszköz leírását találjuk meg a könyvekben. Ezek a leírások igen rövidiek, csak a nagyon gyakorlott tanárok utánozhatják. Megnyugtató a tájékozatlan tanárokat, mire nem áll kísérleti eszköz rendelkezésre. Kérülendő volna a biztatás a robbanásos motorhoz tanácsolt kísérletre.

Értékes újabb feladatokat közöl. Ezzel kapcsolatban jó lenne azokat a tapasztalatait is közölni, mennyi feladatot tud osztályaiban megoldatni. A kezdő tanárok sokszor abba a hibába esnek, hogy a tankönyv minden

feladatát kitűzik, pedig azoknak csak ellenőrzése is gátlója lenne egyéb módszeres tevékenységük végzésének.

Hasznosak a tanulókísérletezésre vonatkozó tanácsai, előnnyel járnak különösen a rosszul felszerelt iskolák tanulóinak érdekében tett javaslatok. Az erőösszetevésekre közölt ötletei alkalmasak arra, hogy a gyakorlatokat azok szerint végeztesse a tanulók érdeklődéssel végezzék a munkát.

Talán legnagyobb mértékben nyújt segítséget Vermes Miklós könyveiben azzal, hogy a fizika technikával kapcsolatos részeit kidolgozza és erre igen sok adatot közöl. Jól felhasználhatók a mérőeszközökre, repülésre, más járművekre, rugalmasságra, stb. vonatkozó közlései. A segédkönyvnek ebből a szempontból szinte nem lehet eleget tartalmazni. Minden iskolában más és más tanulók érdeklődése. Kiegészítéséhez a tanárnak tanács szükséges. Jó volna az adatokhoz, irodalomhoz is tájékoztatni.

Örömmel fogadják a szaktanárok azokat az elméleti ismeretanyag pótlásokat, amelyek a tankönyvek levelezés nélküli részeinek kiegészítését adják. Sok példát találunk a magyarázás egyszerű módjára. Jól szedegette össze a szokásos tévedéseket, tanulói kérdéseket és megkönnyíti a tanárok munkáját a válaszok közlésével. Könyveinek minden részében törekszik a pongyolaságnak felszámolására, a kezdőknek szóló, a népszerűsítésben szokásos kifogásolható magyarázatoknak tudományos magyarázattal való helyettesítésére. Ötletesek és értekesek azok az egyszerű magyarázatai, amelyekkel a kezdők szokásos hibáinak lehetetlenségét mutatja ki. Sok haszonnal forgathatják a gáztörvényre, a hőtani tételekre, a gőzökre vonatkozó fejtegetéseit. Érthetőbbé kellene tenni a tömegre és energiára vonatkozó magyarázatokat.

Kíváncsian várják a tanárok a IV. osztályos tankönyvhöz készült segédkönyvet. Az első kötetek új kiadása során jó volna üres felületeket hagyni a bejegyzésekre. Elhagyhatók volnának azok az ismételések, amelyek a tankönyvben is szerepelnek. Bizonyára örömmel vásárolnák meg az újabb kiadásokat a régi tulajdonosok is, ha jelentős bővítésre számíthatnának.

Üs. Á.



## Az elektromosság elemi töltésének meghatározása Millikan módszerrel

A laboratóriumi gyakorlatok fejlesztése során bevezettük az elektromosság elemi töltésének mérését R. A. Millikan által kidolgozott olajcsepp-módszer szerint. Az alábbiakban röviden ismertetjük az Intézetünkben erre a célra készített mérőberendezést, valamint a vele végzett mérések eredményét.

### I. Millikan-féle olajcsepp módszer

Sikkondenzátor fegyverzetei közé elektromosan töltött részecskéket viszünk, pl. olajcseppeket. A csepp bevitele után mérjük az egyes cseppek esési, ill. emelkedési idejét az adott távolságon a gravitációs, ill. — az elektromos tér bekapcsolása után — az elektromos térben. (Az elektromos tér iránya ellentétes a gravitációs tér irányával és abszolút értéke nagyobb a gravitációs tér értékénél.) Az esési és az emelkedési időkből a Stokes-törvény felhasználásával a cseppen levő elektromos töltés meghatározható.

Az  $\eta$  viszkozitású közegben az  $r$  sugarú csepp a gravitációs tér hatására  $v_1$  végsebességgel fog lefelé esni. Ebben az esetben a cseppre ható erő Stokes-törvény értelmében

$$F = 6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot r \cdot v_1 \quad (1)$$

ahol  $F$  hatóerő egyensúlyban van a csepp látszólagos súlyával ( $mg'$ ). Az  $mg' = mg - P$ , ahol  $P$  a felhajtóerő. A csepp látszólagos súlya, mivel a cseppeket gömb alakúnak tételezzük fel

$$mg' = \frac{4}{3} \pi r^3 (s - \varrho) g$$

ahol „ $s$ ” és  $\varrho$  a gömb és a közeg sűrűsége,  $r$  a gömb sugara és  $g$  a gravitációs gyorsulás.

Az  $E$  elektromos tér bekapcsolása után az  $e_n$  töltésű csepp valamilyen  $v_2$  sebességgel fog felfelé mozogni a kialakult térerősség hatására. Stokes-törvény felhasználásával

$$e_n E - mg' = 6 \pi \eta r v_2 \quad (2)$$

Ha a méréseknél az  $E$  térerősséget homogénnek vesszük, akkor

$$E = \frac{U}{300 \cdot d}$$

ahol  $U$  a voltokban mért feszültség,  $d$  a két fegyverzet közti távolság cm-ben. (Az  $1/300$ -zal való szorzás esetén az  $e_n$  értékét el. st. egységekben kapjuk.)

Az  $mg'$  és az  $r$  értékének a (2) egyenletbe való behelyettesítése és az egyenletnek  $e_n$ -re való megoldása után kapjuk, hogy

$$e_n = 1800 \cdot \pi \cdot d \left( \frac{4,5}{g} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\eta^3}{s - \varrho} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{v_1 + v_2}{U} v_1^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

A fenti egyenletből csupán azt tudjuk megállapítani, hogy a cseppen levő töltés milyen számértékű, de azt nem tudjuk, hogy az így kapott érték mennyi elemi töltésnek felel meg. Ezt az utóbbit úgy lehet meghatározni, ha a kiválasztott csepp töltését ugyanazon térerősség mellett valamilyen módon megváltoztatjuk, pl. röntgensugarral vagy radioaktív preparátummal.

A cseppen levő töltés változása,  $\Delta e$  a (3) egyenlet alapján

$$\Delta e = e_n - e_m = B \Delta v \quad (4)$$

ahol  $e_n$  és  $e_m$  a cseppen levő töltés töltésváltozás előtt és után,  $\Delta v = v_2 - v_3$  (a (3) egyenletben az  $e_m$  esetében  $v_3$  írandó), s a

$$B = 1800 \cdot \pi \cdot d \left( \frac{4,5}{g} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\eta^3}{s - \varrho} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{v_1^{\frac{1}{2}}}{U}$$

A (4) egyenlet alapján a következőket állapíthatjuk meg:

Ha egy csepp sebessége az állandó térerősség mellett megváltozik, akkor ez azt jelenti, hogy a csepp töltése megváltozott. Vagyis a töltésváltozás arányos a sebességváltozással. Ha a mérések folyamán nemcsak egyszer változtatjuk meg a cseppen levő töltést, hanem többször is, akkor azt tapasztaljuk, hogy a sebességváltozás mindig egy legkisebb sebességnek egész számú többszöröse a mérési határon belül. Ez viszont azt jelenti, hogy a sebességváltozásoknak legnagyobb közös osztója van. Ekkor viszont a töltéseknek is van legnagyobb közös osztója, így a töltésváltozás is mindig egy legkisebb érték közös többszörösével változik és ez a legkisebb érték lesz egyenlő az elektromosság elemi töltésével.

Fentiek értelmében, ha  $(v_2 - v_3)_0$ -al jelöljük a legnagyobb közös osztót, akkor az elemi töltés-érték

$$e = B (v_2 - v_3)_0 \quad (5)$$

Ennek ismeretében pedig a cseppen levő töltések száma is meghatározható.

Millikan<sup>1</sup> és más szerzők<sup>2</sup> a kis sugarú cseppekkel való mérés esetén azt a lehetetlen eredményt kapták, hogy az elemi töltés értéke függ a csepp méretétől. Más módszerrel végzett mérésekből (pl. radioaktív vagy elektrolitikus méréssel) viszont már tudták, hogy a csepp méretétől nem függhet az elemi töltés értéke. Millikan ebből arra következtetett — felhasználva Arnold<sup>3</sup> kísérleteinek eredményét — hogy a kiindulási egyenletek (1 és 2) a kis sugarú cseppek esetében nem érvényesek. A Stokes-törvény fenti formájában csak az esetben igaz, ha a közeg homogén és közegellenállása csak a közeg belső súrlódásától származik. Tehát az olajcsepp és a közeg között a külső súrlódás zérus, vagy legalábbis elhanyagolhatóan kicsiny. A kissugarú cseppekkel való



mérésakor ezek a feltételek nem teljesednek, mivel a közeg elveszti homogenitását a cseppel szemben, vagyis a cseppek mérete összemérhetővé válik a gázmolekulák közepes szabad úthosszával. Külső súrlódás miatt — mivel a kis sugarú cseppeknél az előbbieket miatt már nem hanyagolható el — a cseppek nagyobb sebessége lesz annál, mint ami a Stokes-törvényből következne.

Millikan a kinetikus gáz elmélet alapján — amely szerint a külső súrlódási együttható arányos a molekulák közepes szabad úthosszával és az olajcsepp sugarának a hányadosával — következőképpen módosította az eredeti Stokes-törvényt a kis sugarú cseppek esetében

$$F = 6\pi\eta r v_1 \frac{1}{1 + A \frac{l}{r}} \quad (6)$$

ahol  $l$  a gázmolekulák közepes szabad úthossza,  $r$  a csepp sugara,  $A$  konstans szám (a függvény sorbafejtésével és az  $l/r$  magasabb hatványainak elhanyagolásával kapjuk az  $A \frac{l}{r}$  értéket). A fenti

formában már figyelembe tudjuk venni az összes felületi jelenséget, amely a csepp sebességét megváltoztatja. Ha a csepp sugara mellett elhanyagolhatóvá válik a gázmolekulák közepes szabad úthossza, akkor az (5) egyenlet az (1) egyenletbe megy át.

Az  $l$  mennyiség helyett a kísérleti úton könnyen mérhető nyomás értékét vezette be, mivel a közepes szabad úthossz fordítva arányos a nyomás értékével. Tehát

$$F = 6 \cdot \pi \cdot \eta \cdot r \cdot v_1 \frac{1}{1 + \frac{b}{p \cdot r}} \quad (7)$$

ahol a  $p$  a légnyomás Hgcm-ben,  $r$  a csepp sugara, cm-ben,  $b$  állandó.

A kis sugarú cseppek esetében a fentiek értelmében következőképpen módosulnak (3) és (4) egyenletek:

a cseppen levő töltés értéke,  $e'_n$

$$e'_n = B(v_1 + v_2) \frac{1}{\left(1 + \frac{b}{p \cdot r}\right)^{3/2}} \quad (8)$$

a töltésváltozás értéke,  $\Delta e'$

$$\Delta e' = B \cdot \Delta v \frac{1}{\left(1 + \frac{b}{p \cdot r}\right)^{3/2}} \quad (9)$$

a korrigált elemi töltés értéke,  $e_0$

$$e_0 = e \frac{1}{\left(1 + \frac{b}{p \cdot r}\right)^{3/2}} \quad (10)$$

vagy

$$e_0^{2/3} \left(1 + \frac{b}{p \cdot r}\right) = e^{2/3} \quad (10a.)$$

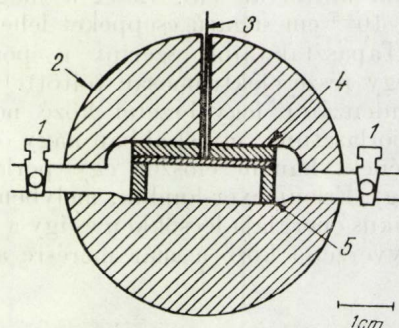
A fenti korrekciós tag gáz halmazállapotú közeg esetén csak  $10^{-2}$  cm-nél nagyobb sugarú cseppek-nél hanyagolható el.

## II. A mérőberendezés

A méréshez az alábbi eszközök szükségesek:

1. síkkondenzátor,
2. megvilágító lámpa,
3. leolvasó mikroszkóp,
4. olajporlasztó berendezés,
5. elektromos feszültségforrás, voltmérő,
6. egyéb segédeszköz (pl. stopperóra).

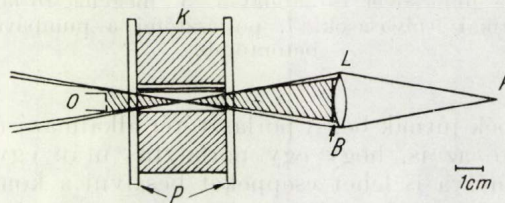
A síkkondenzátort kb. 6 cm  $\varnothing$ -ű tömör sárgaréz hengerbe — kondenzátorházba — mart vájatba helyeztük el úgy, hogy a simára csiszolt



1. ábra. Kondenzátorház (keresztmetszet). 1. beeresztő csapok; 2. sárgaréz tömb; 3. fegyverzet és kivezetése; 4. plexi szigetelő lap; 5. plexi szigetelő láb.

vájat alsó lapja a kondenzátor egyik fegyverzete, míg a másik fegyverzet  $2 \times 3$  cm<sup>2</sup> területű sárgaréz lap. A rézlapot plexi lap és lábak szigetelik el a háztól és rögzítik a vájatba (1. ábra). A fegyverzetek távolsága,  $d = 0,536$  cm  $\pm$  0,4%.

A kondenzátorház első és hátsó oldalát plexi ablakok zárják le. Ezek részint rögzítik a tartóhoz, másrészt ezeken keresztül történik a megvilágítás és az észlelés. Az aránylag nagy sárgaréz tömeg egyrészt a nagy hőkapacitás, másrészt a nagy hővezetőképesség miatt szükséges.



2. ábra. Sötétlátóterű megvilágítás (vázlatosan). F fényforrás; L kondenzorlencse; B fémkorong; K kondenzátorház; P plexiablakok; O leolvasó-mikroszkóp objektív.

A méréseknél sötétlátóterű megvilágítást alkalmaztunk (2. ábra). A kivitelezésének lényege az, hogy egy fényt át nem eresztő korongot helyezünk a fény útjába. Így csak a szórt fény jut a kondenzátor fegyverzetei közé s emiatt sötét alapon



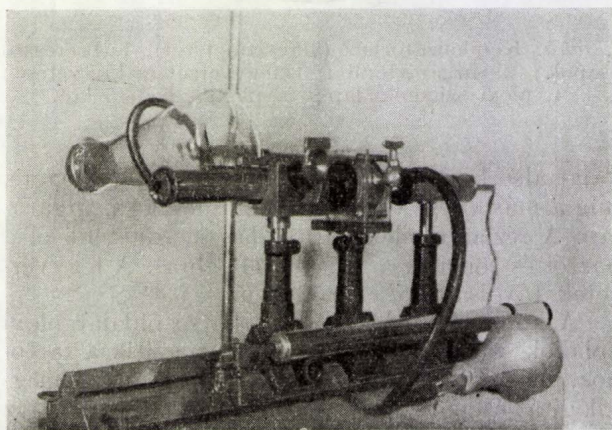
fehér, csillogó cseppeket látunk. (A sötétlátóterű megvilágításnál fontos, hogy a kondenzor lencse apertúrája nagyobb legyen, mint a mikroszkóp objektív apertúrája.)

Az észlelést egyszerű leolvasó mikroszkóppal végeztük. Az objektív fókusz távolsága 3 cm, a mikroszkóp nagyítása 22-szeres.

A kondenzátorházat, a megvilágító lámpát és a leolvasó mikroszkópot a 3. ábrán látható módon közös optikai sínre szereltük fel optikai lovasokkal. Az optikai sín tálcel párnára helyezett nehéz beton-tömbre állítottuk, hogy a rázkódástól származó hibát minél jobban csökkenthessük.

A méréshez szükséges olajcseppeket — jelen esetben parafin olaj — porlasztással, kerékpárpumpára szerelhető és a parfümszóró elvén működő porlasztóval állítottuk elő. Ezzel a megoldással kb.  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  cm sugarú cseppeket lehetett előállítani. Tapasztalataink szerint a porlasztott cseppek egy része elektromosan töltött.

A kondenzátor fegyverzetei közé nem közvetlenül porlasztunk, mivel abban nagy örvények keletkeznének, hanem először egy porlasztótérben. Ez egy Erlenmeyer-lombik, melyben a cseppek kinetikus energiája lecsökken és így a kondenzátor fegyverzetei közé a már mérésre alkalmas



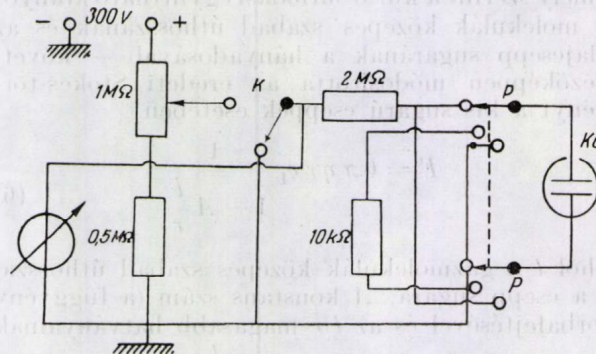
3. ábra. Mérőberendezés. 1. Optikai sín 2. Erlenmeyer lombik és tartója. 3. leolvasó mikroszkóp 4. kondenzátorház gumicsővel és labdával. 5. megvilágító lámpa. 6. optikai leolvasások. 7. porlasztófej a pumpával. 8. betontömb.

cseppek jutnak be. A porlasztótér alkalmazásának előnye az is, hogy egy porlasztás után egy-két óra múlva is lehet cseppeket beszívni a kondenzátor fegyverzetei közé.

A kondenzátorház egyik csapja a porlasztótérhez, a másik pedig egy beszívó gumilabdához csatlakozik gumicsővön keresztül. (A csapokat a beszívás után mindig el kell zárni.)

Feszültségforrásként akár száraztelep, akár stabilizált anódpótló használható. A mérésekhez kb. 100–300 V szükséges. A mérésekhez használt anódpótló feszültségét potencióméteres alaoztással szabályoztuk. A mérésekhez pólusváltó is szükséges, egyrészt a könnyebb cseppekiválasztás

miatt, másrészt pedig mivel a töltésváltozásnál a csepp töltése — legtöbbször — ellenkező előjelűre változik s így a méréshez szükséges térrő irányát ennek segítségével egyszerűen be tudjuk állítani. A feszültség gyors ki- és bekapcsolására pillanatkapcsolót használtunk és a feszültséget precíziós műszerrel mértük. A berendezés teljes elektromos kapcsolási rajza a 4. ábrán látható.



4. ábra. Elektromos kapcsolási rajz. K pillanatkapcsoló; P—P pólusváltó; Ko kondenzátor.

A cseppeken levő töltések változtatását úgy végeztük el, hogy a kondenzátor fegyverzetei közti teret radioaktív preparátummal sugároztuk be ( $1 \text{ mC Ra}$ ) s ezáltal a fegyverzetek közti térben elektromosan töltött részecskéket hoztunk létre (ionokat, elektronokat), amelyekből egyeseket a cseppek befogtak. (Mérés közben spontán töltésváltozás is észlelhető volt.)

### III. A mérési eredmények összefoglalása

A porlasztás és a beszívás után az elektromos tér segítségével kiválasztottuk a legmegfelelőbb cseppeket. Azután megmértük egy adott távolságon a csepp esési idejét gravitációs térben és az emelkedési idejét — ugyanazon távolságon — elektromos tér bekapcsolása után. Az időmérést két stopperórával végeztük a nagyon rövid (kicsiny) esési és emelkedési idők miatt. 3–4 ilyen „páros mérés” után változtatjuk meg a cseppben levő töltést, ha addig spontán nem változott meg.

Az egyenletekben szereplő levegő belső súrlódási együtthatóját a Sutherland-féle<sup>4</sup> formula alapján határoztuk meg.

$$\eta_t = \eta_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1/2} \frac{1 + \frac{C}{T_0}}{1 + \frac{C}{T}} \quad (11)$$

ahol  $\eta_t$  a  $t^\circ$  hőmérséklethez,  $\eta_0$  a  $0^\circ \text{C}$ -hoz tartozó levegő belső súrlódási együtthatója. ( $\eta_0 = 1,708 \cdot 10^{-4}$  poise),  $C = 113$ ,  $T_0 = 273,16 \text{ K}^\circ$ , és  $T = (T_0 + t^\circ) \text{K}^\circ$ . A mérésekhez használt parafin olaj sűrűsége  $0,8415 \text{ g/cm}^3$   $17^\circ \text{C}$ -on. A levegő sűrűségét táblázatokból vettük.



Az egyenletekben szereplő „ $b$ ” állandó értéke Millikan mérései szerint  $b = 6,17 \cdot 10^{-4}$ . A  $b$  értéket a mérési eredményekből is meg lehet határozni, ha az  $e^{2/3}$  értékét az  $1/pr$  függvényében ábrázoljuk. Ebben az esetben a hajlásszög tangense és az  $e_0^{2/3}$  érték hányadosa adja meg a  $b$  értékét. (Az  $e_0^{2/3}$  érték a függvényből az  $\frac{1}{p \cdot r} = 0$  értékre való extrapolálás révén határozható meg.)

Az I. táblázatban tüntettük fel mérési eredményeink egy részét. Az első oszlop a 3. egyenlet alapján számolt értéket, a második oszlop az I. egyenlet alapján számított sugár értéket, a harmadik oszlop a 8. egyenletből számolt valódi töltés értékét, a negyedik oszlop a cseppek levő elemi töltések számát, míg az utolsó oszlop az elemi töltésnek megfelelő értékét tartalmazza.

1. táblázat

$e_n \cdot 10^{10}$ el. st. e.	$r \cdot 10^5$ cm	$e_n \cdot 10^{10}$ el. st. e.	$n$	$e_0 \cdot 10^{10}$ el. st. e.
6,609	4,41	5,117	1	5,117
6,077	5,48	4,928	1	4,928
6,637	4,48	5,138	1	5,138
6,828	4,74	5,374	1	5,374
6,031	4,44	4,670	1	4,670
5,947	4,38	4,604	1	6,604
6,641	4,78	5,227	1	5,227
13,554	3,76	10,083	2	5,042
6,411	4,42	4,964	1	4,964
6,287	4,64	5,097	1	5,097
12,650	4,84	10,010	2	5,005
11,655	4,48	9,069	2	4,535
24,290	5,55	19,770	4	4,942
6,339	3,97	4,787	1	4,787
12,945	4,72	9,402	2	4,701
6,290	4,12	4,792	1	4,792
12,856	3,64	9,703	2	4,851
23,140	4,72	16,800	4	4,200
12,130	4,46	9,438	2	4,719
10,990	5,22	8,830	2	4,415
17,900	4,31	13,790	3	4,596
5,926	4,69	4,652	1	4,652
12,041	5,43	9,761	2	4,881
30,201	6,75	25,444	5	5,089
14,174	4,61	11,095	2	5,548
11,038	5,77	9,050	2	4,525
13,178	4,36	10,184	2	5,092
6,260	4,77	4,937	1	4,937
5,910	4,67	4,640	1	4,640
5,831	4,69	4,580	1	4,580
5,476	4,49	4,261	1	4,261
5,805	4,49	4,517	1	4,517
6,334	4,64	4,964	1	4,964
7,140	4,02	5,391	1	5,391
13,052	3,83	9,728	2	4,864
13,592	3,61	9,908	2	4,954
12,650	3,83	9,430	2	4,715

Az I. táblázatból látható, hogy a mért értékek  $\pm 10-15\%$ -on belül ingadoznak az elektromos elemi töltés irodalmi értékéhez viszonyítva. Jelenleg elfogadott érték az elektromosság elemi töltés értékére<sup>5</sup>

$$e = (4,80288 \pm 0,00021) \cdot 10^{-10} \text{ el. st. e.}$$

#### IV. A mérési eredmények hibája

Mérési eredményeink hibáját elsősorban a következő tényezők határozzák meg:

1. az időmérés hibája
2. a hőmérséklet változása a mérések alatt
3. a feszültségmérés hibája
4. a kondenzátor-fegyverzetek távolságának hibája
5. a mérőberendezés rezgésmentességének a biztosítása
6. a tömb vízszintezése.

Ezek közül az első kettő hibája számottevőbb, a többi ezek mellett gondos beállítás esetén elhanyagolható. Az esési és az emelkedési idők szórását főleg a mérés alatti hőmérsékletváltozás okozza (Brown-mozgás).

#### Összefoglalás

Millikan-féle olajcsepp módszer elvén működő mérőeszközt készítettünk az elektromosság elemi töltésének a meghatározására, hallgatóink laboratóriumi gyakorlati céljára.

A síkkondenzátort sárgaréz tömbbe mart vajatba helyeztük el úgy, hogy a vajat alsó polírozott lapja a kondenzátor egyik fegyverzete, míg a másik fegyverzete polírozott plexi szigetelésű sárgaréz lap. A kondenzátorház két végét plexi ablakok zárják le. A méréseknél sötétlátóterű megvilágítást alkalmaztunk. Az észlelést egyszerű, 22-szeres nagyítású leolvasó mikroszkóppal végeztük. Az olajcseppeket kerékpárpumpára szerelhető, parfümszóró elvén működő „porlasztófejjel” állítottuk elő. A porlasztott olajcseppeket gumilabda segítségével szívtuk be a porlasztótérből a kondenzátor fegyverzetei közé.

Az 1–6-szoros elemi töltésű és kb.  $5 \cdot 10^{-5}$  cm sugarú olajcseppek méréséhez 100–300 V szükséges. A cseppek könnyebb kiválasztása és az esetleges töltésük előjelének változása miatt pólusváltót alkalmaztunk.

A készülék kis mérete, könnyű kezelhetősége, üzembiztonsága stb. miatt demonstrációs célokra is alkalmas.

Végül köszönetet szeretnék mondani Szalay Sándor professzor úrnak, hogy számos tanácsal, ötlettel irányította és segítette munkámat.

Nagy Zoltán

Kísérleti Fizikai Intézet,  
Debrecen

#### IRODALOM

1. Robert A. Millikan: Elektrons (— and +), protons, photons, neutrons, mesotrons and cosmic rays. Chapter III—V. (Revised edition 1947.) The University of Chicago Press, Chicago.
2. R. A. Millikan: The isolation of an ion, a precision measurement of its charge and correction of Stokes's law. The Physical Review 32 (1911) 349.
3. J. Barton Hoag: Elektron and Nuclear Physics. I. Chapter, Charge of the elektron D. Van Nostrand Company, Inc. New York 1954.
4. International Critical Tables Vol. V. Mc Graw-Hill Book Company. New York and London 1929.
5. David Halliday: Introductory Nuclear Physics. (2 nd Edition). John Wiley and Sons, Inc. New York.



## KOLLOKVIUM AZ ELEMI RÉSZEK FIZIKÁJÁRÓL

Balatonvilágos, 1958. szeptember 17—20

Egy évvel az első elemirész-kollokvium után, 1958 őszén rendezte meg az Eötvös Loránd Fizikai Társulat a tárgykörben a magyar fizikusok második összejövetelét.

A tavalyi kollokvium munkáját az jellemezte, hogy a fizika ezen aktuális területének hazai műveléséről az első komolyabb eredményeket mutatta be. Ekkor érteztünk a Központi Fizikai Kutató Intézetben a fotoemulziós és ködkamrakutatások megindulásáról, terveiről, valamint arról a célkitűzésről is, hogy a  $\beta$ -bomlás elméleti és kísérleti tanulmányozását az alapvető kutatásokhoz kapcsolva hazánkban több helyen megkezdjük. Az azóta eltelt időben e területeken és máshol is már sok elvégzett munkáról számoltak be a magyar és külföldi folyóiratok hasábjain, de az egyéves fejlődést mégis a második balatonvilágosi kollokviumon mérhettük fel legjobban.

A kollokviumon mintegy félszáz magyar fizikus vett részt, körülbelül egyenlő arányban a Központi Fizikai Kutató Intézetből, ill. egyetemi intézetekből. Rövidebb időre meglátogatták a kollokviumot *Gombás Pál*, *Kónya Albert*, *Kovács István*, *Szigeti György* professzorok is. Sokban hozzájárult a kollokvium munkájának sikeréhez bolgár, cseh, kínai, lengyel, német, román, szlovák, szovjet vendégek részvétele. A 18 külföldi tudós megismerhette a magyar fizikai kutatások helyzetét, kitűnő alkalom nyílt a baráti országok sok hasonlóságot mutató kutatási problémáinak megbeszélésére, terveinek egybehangolására.

A kollokviumot *Szigeti György*, Társulatunk főtítkára nyitotta meg. Miként elmondta, Társulatunk nem nemzetközi kongresszust kívánt rendezni, hanem módot kívánt nyújtani egy körülhatárolt fizikai problémakör magyar kutatóinak eredményeik és terveik megvitatására, a kísérleti és elméleti munkák kölcsönös megismerésére, bevonva a munkába a szomszédos országok néhány reprezentatív kutatóját is.

Az első napon a kozmikus sugárzással kapcsolatos előadások hangzottak el, délelőtt *Szigeti Györgynek*, délután *M. Danysznek* (Varsó), az EAKI igazgatóhelyettesének elnöksége alatt. A nagy atomfizikai gyorsítóberendezések egészen  $10^{10}$  eV energiáig nagyrészt átvették a kozmikus sugárzás szerepét. Az ennél nagyobb,  $10^{13}$  eV, sőt  $10^{20}$  eV-ig terjedő energiatartományban azonban a kozmikus sugárzás nagyenergiájú primér részecskéi nyújtják a megfigyelés egyetlen lehetőségét. Az extrém magas energiájú részecskék tanulmányozása különös jelentőségű a nukleon szerkezetének megismerése (nukleon-nukleon-ütközések) és a kölcsönhatási törvények érvényességi tartományának tisztázása (elektromágneses folyamatok) szempontjából.

Látszólag jól ismert és sokszor kimért jelenség vizsgálatával foglalkozott *V. Petržilka* (Prága), majd ezt követően *Telbisz Ferenc*, *Farkas György*, *Fenyves Ervin* (Bp. KFKI-Kozmikus) előadása. A sztratoszférába felküldött és közösen feldolgozott fotoemulziós blokkban észlelt nagyenergiájú elektron-foton-kaskádok tulajdonságait vizsgálták. *Bethe* és *Heitler* számításai a fékezési sugárzásra vonatkozóan több, mint húsz éve ismereteseik és érvényességüket többször ellenőrizték. Csak néhány éve vetette fel *Landau* és *Pomerancsuk*, hogy ha igen nagy energiájú elektronok *sűrű* közegben (pl. fotoemulzió) fékeződnek, akkor a keletkezett fotonok energiaspektruma eltér az eredeti *Bethe*—*Heitler*-felétől. A most lefolytatott mérések — legalább is kvalitatíven — megerősítik ezt az elméleti várakozást.

*Bozóki György* és *Fenyves Ervin* (Bp. KFKI-Kozmikus) előadásukban a kozmikus sugárzás negatív (nukleon-mezon) komponensének ólom-atommagokkal való kölcsönhatását ismertették, GM-számlálókkal végzett

méréseik felvilágosítással szolgálnak a nukleon-mag-ütközések hatáskeresztmetszetéről.

Ezután következett *Gombosi Éva*, *Bozóki György*, *Fenyves Ervin* előadása (Bp. KFKI-Kozmikus), amely az EAKI szinkrofazotronjából nyert 9 GeV-es protonok magkölesonhatásaival foglalkozott. Az előadók fotoemulzió magjain létrejött „jetek” szekunder-részeinek szögeloszlását vizsgálták. A szögeloszlások részletes statisztikai kiértékelése módot ad arra, hogy nagyenergiájú magkölesonhatásokra vonatkozó elméleteket ellenőrizzék.

*D. Csernavszki* (Moszkva) a nagyenergiájú nukleon-nukleon-ütközésekből levonható elméleti következtetésekkel foglalkozott. Érdekes eredménye volt, hogy a periferiális ütközések nem írhatók le ugyanazzal a statisztikus elmélettel, amely a centrális ütközéseknél jól bevált. Kielégítő elmélet még nem áll rendelkezésre. *J. Gierula* (Krakkó) a  $10^{10}$ — $10^{14}$  eV energiájú nukleon-nukleon-kölesonhatásokkal kapcsolatos lengyel munkáról, *G. B. Zsdanov* (Moszkva) ugyanilyen ütközésekben keletkezett részecskék szögeloszlásáról adott elő.

Az ilyen magas energiájú folyamatok csak a légkör felső rétegeiben észlelhetők. Fotoemulziós tömböket a sztratoszférába léggömbbel küldhetik fel. Sajnos, a léggömb csak néhány óráig tartózkodik ilyen magasan, a léggömbexpedíció ezenkívül kockázatos és költséges. Ezért szovjet kutatók megpróbálták egy emulziós blokkot TU-104 repülőgépen csekélyebb, 10 km-es magasságban hosszabb ideig exponálni. *M. J. Tretyakova* (Moszkva) beszámolója szerint nagyenergiájú folyamatok ilyen magasságban is, ritkábban ugyan, de megtalálhatók.

A fotoemulziós kutatások ismertetése után *Gémessy Tibor*, *Fenyves Ervin*, *Sándor Tamás* (Bp. KFKI-Kozmikus) azokról a munkálatokról számoltak be, amelyek a hazai buborékkamrák kutatásokat készítik elő. A buborékkamra a GeV-os gyorsítóknál a leghatékonyabb megfigyelési eszköz. Az EAKI 10 GeV-os szinkrofazotronjánál rövidesen megkezdik Dubnában buborékkamra-felvételek készítését. Ezek egy részét lengyel—magyar—szovjet kooperáció keretében hazánkban értékeli ki. Magyar kutatók építik meg a nyomok kimérését meggyorsító félautomatikus berendezést. A buborékkamra-együttműködés révén magyar fizikusok a világ legnagyobb gyorsítójának felhasználásával, a legmodernebb metodikával történő kutatások részeseivé válnak.

A kollokvium második napján a  $\beta$ -bomlással és a többi gyenge kölcsönhatással foglalkoztunk. A  $\beta$ -bomlás tükrözési aszimmetriájának felismerése két évvel ezelőtt a természeti kölcsönhatások ezen formájára vonatkozó ismereteinket cseppfolyós állapotba hozta, a gyenge kölcsönhatások iránt fellépő érdeklődés még a magerők és mezonok problémáját is elhalványította. Az átmeneti állapot tükröződött a tavalyi kollokvium előadásáiban. Az eltelt egy év alatt intenzív elméleti és kísérleti munka meghozta eredményét: ma a  $\beta$ -bomlás alapvető törvényeit szinte ugyanolyan pontosan ismerjük, mint a fényemisszióját, az elektromosságot. Tudjuk, hogy a  $\beta$ -kölcsönhatási energia egy könnyű és egy nehéz részecskékre jellemző vektor szorzataként adódik.

A második nap ülésein *G. B. Zsdanov* elnökölt. *Marx György* (Bp. ELTE, KFKI-Atom) az elemi részek egységes másodrendű hullámegyenletével, *Nagy Károly* (Bp. ELTE) a tiltott K-befogásra vonatkozó számításokkal, *Csou Kvan-Csao* (Peking—Dubna) pedig a nukleonok mezonterének  $\mu$ -befogásra gyakorolt hatásával kapcsolatban elemezte a gyenge kölcsönhatások univerzális vektortörvényének finomabb sajátosságait. *Keszthelyi Lajos* és *Zimányi József* (Bp. KFKI-Atom) a csillébérci 800 KeV-os kaskádgenerátorral termelt  $\text{Li}^3$ -atommagokat és ezek bomlásakor kirepülő elektronok polarizációját mérte meg a keltett fékezésű sugárzás segítségével. A talált teljes polarizáció szintén összhangban van az univerzális vektor-kölcsönhatással.



Problematiszus maradt még a mezonátalakulások körében, hogy miért csak bizonyos kiválasztott elemi részek közt lép fel a gyenge kölcsönhatás. *Menyhárd Nóra* (Bp. KFKI-Atom) előadásában ezt a következő kiválasztó elvvel magyarázza: a kölcsönhatásban töltött és semleges leptonoknak mindig egyenlő számban kell szerepelniük. Végül *Marx György* arról beszélt, hogy a Földünkre világűrbeli érkező neutrínóáram észlése milyen közvetlen felvilágosítással szolgálhat térben és időben távoli csillagászati eseményekről, így a nehéz atommagok születésének körülményeiről.

\*

A harmadik nap délelőttjén *V. Petržilka* elnökletével az elemi részek elméletének alapvető problémáival foglalkozott a kollokvium. A forró (egymással intenzíven kölcsönható) részecskék szinte minden sajátossága szépen értelmezhető az izotóp spin segítségével, de mindmáig nem vezettek tökéletes eredményre ezen fenomenológiailag bevezetett fogalom szemléletes geometriai értelmezésére irányuló próbálkozások. Több előadó foglalkozott az izotóp spin geometriai értelmezésével és különböző utakon járva igen figyelemreméltó gondolatokat vetettek fel. *J. Rzewuski* (Wrocław) négydimenziós térünk leírására vektorok helyett spinorokat használt és az így adódó többszabadságot hozta kapcsolatba a izotóp spinnel. *J. Rayski* (Krakkó) az izotóp spinből adódó új szabadsági fokokat a tér további dimenzióinak megnyilvánulását látja. *Horváth János* (Szeged) viszont térünket nem pontsokaságnak, hanem vonalelemsokaságnak tekinti és az iránymező koordinátatranszformációit értelmezi az izotóp tér forgásaként. Második előadásában *Horváth János* a  $\beta$ -bomlás tükrözési aszimmetriáját hozta kapcsolatba a vonalelemtér amizotrop szerkezetével. Mindezen elméletek igen izgalmas lehetőségeket mutatnak be, rendkívül élénk vita alakult ki velük kapcsolatban a külföldi és magyar elméleti fizikusok körében.

A kvantumelmélet tökéletes megfogalmazása előtt álló legkomolyabb akadály az, hogy a kicsiben is következetesen alkalmazott relativisztikus oksági elv és a kvantumelmélet valószínűségi értelmezése együtt matematikai ellentmondásra vezet. Erre először Pauli mutatott rá 1956-ban. Ha ellentmondásmentessé akarjuk tenni az elemi részek elméletét, vagy a kis mértékben is szigorúan vett kauzalitásról kell lemondanunk (nemlokális elméletek), vagy pedig a valószínűségi értelmezés érvényét kell nagyobb távolságokban és időközökben elvégzett mérésekre korlátozni (indefinit metrika bevezetése a Hilbert-térben). Mindkét megoldás súlyos ismeretelméleti következményekkel jár. *Nagy Kázmér* (Bp. ELTE) az indefinit metrika Bogoljubov-féle alkalmazásából kiindulva mutatta ki a két lehetőség matematikai ekvivalenciáját, majd felhívta a figyelmet egy olyan lehetőségre, amelynél a fizikai folyamatok valószínűségi leírását nem kell a kezdő- és végpillanatra korlátoznunk, hanem az a jelenség egész tartama alatt minden pillanatban alkalmazható. A kvantumelmélet jövő fejlődése szempontjából fontos probléma felvetése és az érdekes előadás komoly diszkussziót és elismerést váltott ki. Végül *Nagy Kázmér* és *Károlyházi Frigyes* (Bp. ELTE) az indefinit metrika egy korábbi kvantumelektrodinamikai alkalmazásának relativisztikus invarianciájával foglalkoztak.

\*

Délután *W. Macke* (Drezda) elnökletével különböző kísérleti vonatkozású témák (mérések és számítások) kerültek a kollokvium napirendjére az erős és elektromágneses kölcsönhatások köréből. *K. Lanus* (Berlin) a hyperonok töltéskicsérő folyamataira vonatkozó előzetes számításokról és fotoemulziós megfigyelésekről számolt be. Eredményei érdekesek a ritka elemi rész kölcsönhatás töltésfüggetlenségének szempontjából. *A. Mihul* (Jassy-Dubna) az EAKI szinkrociklotronjával keltett  $\mu$ -mezonok befogása által kiváltott maghasadáásokat tanulmányozta, ugyancsak fotoemulzióban.

A kvantumelektrodinamika egyik alapvető érdekes-jelensége a Delbrück-mérés: fény eltérítése Coulomb-tér által. A klasszikus elektrodinamikában ismeretlen jelenséget kísérletileg észlelték, de pontos kimutatását az atomok és elektronok fényszórása nagyon megnehezíti. *Lovas István* (Bp. KFKI-Reaktor) felhívta a figyelmet arra, hogy számításai szerint a fény polarizációjának észlése megkönnyítené a két jelenség szétválasztását.

*Graff Györgynek Jánossy Lajos* kezdeményezésére végzett számításai arra irányultak, hogy meghatározzák a természetes fénynek a fényforrás okozta klasszikus intenzitásingadozásait. Az előadás szerint ezek mértéke az eddig végzett mérésekkel összhangban áll. A klasszikus ingadozások ismerete különösen fontos a fény kvantum természetére vonatkozó mérések egyértelmű értelmezésével kapcsolatban. *Fogarassy Bálint* (Bp. KFKI-Elektromágneses hullámok) az üregrezonátorban kialakult rádiófrekvenciás elektromágneses tér és elektronok kölcsönhatásával foglalkozott. Kimutatta, hogy a kvantumelektrodinamika ugyanolyan eredményre vezet az elektronmozgás tekintetében, mint a klasszikus elmélet.

A délutáni ülés végén *Domokos Gábor* (Bp. KFKI-Kozmikus) a Les Houchesban tartott elméleti fizikai tanfolyam munkájáról számolt be. A nyári iskola ezévi anyaga a kvantumelméleti többtestprobléma volt. Az előadó érdekes részletek kapcsán bemutatta a többtest-probléma és az elemi részek térelmélete terén végzett vizsgálatok gyümölcsöző egymásrahatását, közös módszereit.

\*

Az idei év legnagyobb elméleti fizikai eseménye az új Heisenberg-elmélet kifejlesztése. Az elmélet szerint az egyes elemi részecskék ugyanazon alapelemből különböző módokon ötvöződnek össze. Heisenbergnek sikerült ezt az elképzelést olyan formába önteni, amely máris a természet számos reális tulajdonságát helyesen visszaadja. A kollokvium előző napjain is szóba került az új elmélet, de hatása leginkább abban állt, hogy felkeltette az érdeklődést az elemi részek szerkezetére vonatkozó modellek iránt. Magyar kutatók ilyenirányú kutatásairól számoltak be a kollokvium utolsó napjának előadásai. *Györgyi Géza* (Bp. KFKI-Atom) Goldhaber modelljét fejlesztette tovább: e szerint a hyperonok nem elemi alakzatok, hanem nukleonhoz kötött anti-K-mezonokból épülnek fel. A nukleon és K-mezon közt fellépő kölcsönhatást vizsgálva a szórás kísérleteket és a kötött hyperon-állapotokat bizonyos közelítésben egyöntetűen jól leíró erőtvörvényhez jutott. *Ladányi Károly* (Bp. MTA. Elméleti Fizikai Kutatócsoport) a Heisenberg-elmélet nemlineáris alapegyenletének megoldására javasolt eljárást, amely a Heisenberg által alkalmazott Tamm-Dancoff-módszert a Ritz-féle variációs módszerrel kombinálja. *Pócsik György* (Bp. ELTE) az elemi részecske Rayski-tól származó rotátor-modellje és az izotóp spin fogalmán alapuló fenomenológiai rendszer kapcsolatát vizsgálta.

A Heisenberg-elmélet rokona bizonyos szempontból az a Sakatától származó modell, amely a részecskéket néhány feles spinű elemi részből építi fel. *Surányi Péter* (Bp. KFKI-Kozmikus) felvetette azt a gondolatot, hogy a  $\mu$ -mezon gyengébből bizonyos esetben erőssé váló kölcsönhatásával a modellben különleges szerepet játszik. Így kvalitatív magyarázatot remél a  $\mu$ -mezon nagy tömegére és a magerőkre. Más területre, a klasszikus térelméletre kalauzolt előadásában *Vályi László* (Dubna, EAKI). Ő az elektronban és pozitronban az elektromágneses tér ellenkező értelmű örvényeit látja.

A kollokvium utolsó előadását *Abonyi Iván* (Bp. ELTE) tartotta. Mivel a mezonról kvantumelméletében az egzakt relativisztikus tárgyalás matematikai nehézségekbe ütközik, a klasszikus elmélet keretei közt vizsgálta a nukleon relativisztikus mozgását a sugárzási visszahatás figyelembevételével.

\*

A harmincnál több előadás és az azokat követő plenáris viták csak egy részét képezték a kollokvium munkájának. A Balaton partján fekvő Akadémiai Üdülő



által nyújtott kellemes környezetben az előadások után, a kirándulások alatt, sőt az ünnepi társas vacsora fehér asztalánál, majd a tánczene hangjai mellett is gyakran fizikai diszkussziók hangfoszlányai ütötték meg a jelenlevők fülét.

Legjelentősebbek a berlini, budapesti, dubnai, krakkói, moszkvai, prágai, varsói delegátusok éjszakabanyúló megbeszélései voltak a további közös fotoemulziós együttműködés ügyében. A fotoemulziós technikával észlelhető folyamatok felső energiahatárának emeléséhez az eddigieknél nagyobb fotoemulziós blokkok sztratoszférába küldésére van szükség, hogy a zápor kifejlődése hosszabban követhető legyen. Előzetes megbeszélések lezárásaként a kollokviumhoz kapcsolódó értekezleten végleges tervezet született meg arra vonatkozólag, hogy a baráti államok fizikusai közösen léggömb-expedíciót szervezzenek: egy 140 cm méretű nagy fotoemulziós tömböt küldenek fel a sztratoszférába. A tervezetet az egyes országok illetékes fórumai elé terjesztik, hogy közös erőfeszítés eredményeként még nagyobb energiákat hódítsunk meg és így még mélyebbre pillantassunk a nukleonstruktúra kérdéseiben.

Kínai, lengyel, magyar elméleti fizikusok külön szemináriumon beszéltek meg az izotóp spin és a fizikai tér lehetséges kapcsolatát. Kötetlen megbeszéléseken megvitatásra kerültek a magyar fizikusok folyamatban lévő kutatásai a nemlokális térhímeltek, magfizika és más problémakörök területén. Számos magyar kutató eredménye váltott ki őszinte elismerést külföldi vendégeink körében és természetesen elhangzottak kritikai észrevételek is. Közlelebről megismerték egymást a rokontémájú hazai intézetek fiatal munkatársai.

A kollokviumot az utolsó ülészen elnökölő *Marx György* zárta be az Eötvös Loránd Fizikai Társulat elnöksége nevében. Megköszönte a Kollokvium résztvevőinek érdeklődését, Fenyves Ervin irányító, valamint Böhm Nándorné és Dobos Lajos végrehajtó kollokviumszerző munkáját: mindezzel komoly segítséget nyújtottak fizikusaink kutatómunkájához. Így búcsúzott el vendégeinktől: Viszontlátásra a harmadik elemirész-kollokviumon, 1960-ban!

## A TIHANYI GEOFIZIKAI OBSZERVATÓRIUM

Magyarországon a földmágnesség jelenségeinek kutatása meglehetősen nagy múltra tekint vissza. A mágneses elhajlás változását a budai egyetem várhegyi csillagvizsgálójában az 1780-as évektől kezdve rendszeresen figyelték. Hasonlóképpen az első között végeztetett az osztrák—magyar monarchia 1847—1857 között mágneses országos mérést. A korán megindult munkát azonban külső körülmények sokszor megzavarták. A várhegyi csillagvizsgáló deklináció-megfigyeléseinek eredményeit csak mintegy 20 évről ismerjük, mert a közlésre felhasznált kiadvány megszűnt és a kéziratban maradt anyag valószínűleg a budai vár 1849-es ostroma idején megsemmisült.

A mindhárom elemre kiterjedő rendszeres mágneses megfigyelés-sorozatot Schenzl Guido a Meteorológiai és Földdelejlési Központi Intézet alapítója és első igazgatója 1870-ben indította meg Budán. A fejlődő nagyváros az obszervatórium működését 1890-ben már annyira zavarta, hogy ott az észleléseket továbbfolytatni nem lehetett, és ezért a budai obszervatórium szerepét 1893-ban a Konkoly-Thege Miklós által 1873-ban alapított ógyallai obszervatórium vette át. 1918-ban Ógyalla Csehszlovákiához került és működése 1924-ig szűntelt. 1924 után is csak deklináció-megfigyeléseket végeztek. 1939-ben az obszervatórium megint Magyarországhoz került és újból mindhárom mágneses elem mérésére berendezkedett.

1945 után Magyarországon folytatni akartuk az obszervatóriumi észleléseket, ezért alkalmas épületre és megfelelő műszerfelszerelésre volt szükségünk. 1948-ban a Meteorológiai Intézet romtalanítási munkálatai során előkerült egy mágneses öniró műszerrendszer és két mágneses teodolit. Ezekkel a műszerekkel újból meg lehetett indítani a megfigyeléseket. 1949-ben a Földművelésügyi

Minisztérium budakeszi mezőgazdasági kísérleti telepén ideiglenes mágneses regisztráló állomást rendeztünk be. Megkezdjük a földmágneses elemek abszolút mérését és időbeli változásának rendszeres regisztrálását.

A budakeszi regisztráló állomás felállítását különösen az tette sürgőssé, hogy Magyarország utolsó mágneses felmérése 1890-ben történt és az azóta eltelt 60 esztendő alatt a mágneses tér évszázados változása következtében az ország mágneses képe lényegesen megváltozott. A változás méreteire jellemző, hogy 1890-ben a mágneses elhajlás  $6^\circ$ , 1950-ben pedig  $0^\circ$  körüli volt. Sürgősen el kellett tehát végezni az ország új mágneses alaphálózatának mérését. Ez a munka 1949—50-ben el is készült. Az ideiglenes budakeszi obszervatórium működésének megindulásával egyidőben megkezdődtek egy végleges elhelyezésű új földmágneses obszervatórium létesítésének előmunkálatai.

Egy obszervatórium telepítésének leglényegesebb pontja az obszervatórium helyének kiválasztása. Az állandóan növekvő villamosítás Európaszerte a nagy városok közeléből vidékre üldözte a mágneses obszervatóriumokat. Az iparosítás egyre újabb területeket foglal el, ezért többé-kevésbé minden obszervatórium ki van téve az áthelyezés, illetve ezáltal a megsemmisülés veszélyének. Az 1949—50-es országos mágneses mérés folyamán már tudatosan kerestük az állandó mágneses obszervatórium telepítésére alkalmas területeket. Ekkor vetődött fel a Tihanyi-félsziget alkalmasságának gondolata, ezért már 1950 szeptemberében a félsziget 4 helyén végeztünk abszolút mágneses mérést.

A félsziget obszervatórium alapítására azért alkalmas, mert három oldalról víz veszi körül, rajta vasút nincs és előreláthatólag a jövőben sem lesz, nagyobb ipari üzemek a félszigeten nincsenek és valószínűleg nem is lesznek.

A félsziget természetvédelmi terület, rajta létesítményeket alapítani, épületeket építeni, a gazdasági művelési ágakat megváltoztatni csak a Természetvédelmi Tanács engedélyével szabad, így az obszervatórium zavartalan működése belátható ideig biztosítottnak tekinthető.

A félsziget környékéhez klasszikus geofizikai hagyományok fűződnek. Eötvös Loránd első nagyobb méretű terepi torziós-inga méréseit 1901 és 1903-ban Balatonfüred és Tihany között a Balaton jegén hajtottta végre.

A félsziget geológiai felépítése vulkanikus jellegű, ezért, hogy a vulkanikus kőzetek által okozott mágneses anomáliákat elkerülhessük, 1952 őszén 500 m-es közti rendszeres hálózatos méréssel az egész félszigeten meghatároztuk a függőleges térerősség anomáliáit. A mérés eredménye szerint a félsziget ÉNy-i része anomáliás. Az anomáliás vidék központja a Külső-tó területe, a Belső-tó középvonalától a félsziget csúcsáig az anomáliák megszűnnek és a mágneses tér gyenge változásai nem haladják meg a  $\pm 20$  gamma értéket.

Az obszervatórium észlelési épületei az anomáliamentes vidék közepe táján a Hármashegy oldalában épültek. Ezekben az épületekben mérjük a földmágneses elemek időbeli változását és abszolút értékét, ezért ezek a házak teljesen vasmentes kövekből és mágnesezhetetlen anyagokból készültek. A mágneses elemek regisztrálására szolgáló ház 4 helyiségből áll. A hőmérséklet egyenletességének biztosítására az épületet kb. 3 m-re a föld alá építettük és a boltíves szerkezetű szobák födémjére 1 m vastag földréteget helyeztünk, továbbá az épületet 30 cm vastag, szintén jól hőszigetelő nádfedéllel fedtük be. A regisztráló műszerek és órák pillérei ugyanabból a betonlaphoz emelkednek ki, ezért egymáshoz viszonyítva nem mozdulhatnak el. A pillérek beton alapja 5 cm vastag, rengésmentes parafalapokon nyugszik. A pillérek befedésére homályosított üveglapokat használtunk.

A felszínen épült két helyiségből álló abszolútház egyik szobájában kettő, a másikban négy műszerpillér van. A műszerpillérek szintén közös betonlaphoz nyúlnak ki és az alapok parafalapokon nyugszanak. A műszerpilléreket márványlapokkal fedtük be és középpontjukat kis bronzcsapokba vésett kereszttel jelöltük meg.



Az abszolút-mérések megkezdése előtt meg kellett határozni a műszerpillérek földrajzi koordinátáit, magasságát, valamint a műszerpillékekről látható valamilyen tereptárgy azimutszögét is. Ezekre a geodéziai munkálatokra a Geodéziai és Kartográfiai Intézetet kértük fel. Az Intézet a Hármashegy legmagasabb pontján és attól mintegy 150 m-re az obszervatórium kertjében egy-egy Laplace-pontot létesített. A Laplace-pontok adatait 1954 nyarán Byff Imre és csoportja; a Laplace-pontot, a mérőházakban elhelyezett bronzcsapot, a transzformátorház és a szolgálati épület falában elhelyezett csapok magasságát Bendeffy László határozta meg.

A mágneses elemek regisztrálását 1954 novemberében kezdtük meg. A budakeszi obszervatórium működését a tihanyi obszervatórium megindulása után is fenn tartottuk egy évig, hogy a sorozatok tökéletes összekapcsolását biztosítsuk.

Az obszervatórium által gyűjtött mágneses adatrendszereket és regisztrátumokat a Nemzetközi Geofizikai Év gyűjtőközpontjainak negyedévenként megküldjük. A Nemzetközi Geofizikai Év során az év minden harmadik hónapjában igen érzékeny műszerekkel a gravitációs tér időbeli változását is regisztráljuk. Ez a változás a nagy jelentőségű ár-apály jelenségeknek is oka. A változás a viszonylag közel eső, hozzánk képest mozgó nagy csillagászati tömegek, a Nap és a Hold gravitációs hatására vezethető vissza. A jelenség mérését a Nemzetközi Geofizikai Év folyamán a Föld több pontján végzik és a mért, valamint a matematikai úton számított hatások különbségéből a Föld rugalmasságára vonatkozólag igen értékes adatokat nyernek.

Ugyancsak a Nemzetközi Geofizikai Év munkálatai keretében vettük be az obszervatóriumban a mágneses elemek gyorsregisztrálását és a földi áramok regisztrálását.

Az obszervatórium munkatársai a gyűjtött anyagot különböző szempontokból részletesen vizsgálják és vizsgálataik eredményeit számos publikációban nyilvánosságra hozzák. Különösen részletesen vizsgálták a földmágneses tér évszázados változásának jelenségét és ezen a területen nemzetközi viszonylatban is jelentős eredményeket értek el.

Az Eötvös Loránd Geofizikai Intézet tihanyi obszervatóriuma természetesen a Nemzetközi Geofizikai Év befejezése után is fontos mérő- és gyűjtő-helye lesz a magyarországi geofizikai jelenségeknek.

Dr. Barta György

## A KÜLFÖLD HÍREI

A Csehszlovák Tudományos Akadémia kiadásában megjelenő „Czechoslovak Journal of Physics” 27 amerikai tudós felhívását közli, amelyben nemzetközi egyezmény megkötését sürgetik a nukleáris bomba-kísérletek azonnali megszüntetése érdekében. Az aláírók között szerepel számos más ismert tudós mellett a Nobel díjas Linus Pauling, továbbá Condon, Kemble, Zachariasen.

A Science c. amerikai folyóirat néhány érdekes részletet közöl E. H. Litchfieldnek, a nemrég a Szovjetunióban járt amerikai nevelő-küldöttség vezetőjének előzetes beszámolójából. Innen vettük az alábbi szemelvényeket.

A Szovjetunióban a politikusok és diákok körében „majdnem egyetemes a felsőfokú oktatás értékebe vetett hit”. „A diákok... rendkívül nagy fontosságot tulajdonítanak a felsőfokú oktatásnak. Kétszer vagy háromszor annyian jelentkeznék felvételre, mint ahányan felvételt nyernek. Már most is sokuktól, néhány év múlva pedig a diákok 80%-ától meg fogják kívánni, hogy az egyetemi tanulmányok előtt két évet dolgozzanak az iparban.”

„A kiemelkedő diákokat hősnak tekintik és nem „stréber”-nek.”

„Az ösztöndíjak összege nagy, s a diákok 80–90%-a ösztöndíjban részesül. Így gyakorlatilag mindenki, aki kíváló, résztvehet a felsőfokú képzésben. Az oktatók és

kutatók fizetése és mellékjövedelme a legmagasabbak közé tartozik. Ennek következtében a tudományos pálya az ország legtehetségesebbjeinek nagy százalékát vonzza.”

„A Moszkvai Egyetem könyvtára a világ legnagyobb gyűjteményei közé tartozik.” „A Leningrádi Egyetem 4,5 millió kötetet vall magáénak, s az ugyanezen városban működő nagy Politechnikai Intézettről azt mondják, hogy több mint 600 külföldi folyóiratot járát.” „A tashkenti Középázsiai Egyetemnek, amelyet a Forradalom után létesítettek, csak 4000 rendes és 1000 levelező hallgatója van, de már több, mint egy millió kötetet gyűjtött össze.”

„A szovjet kormány és a szovjet nép odaadása, melyet a felsőoktatás ügyének szentelt, fel kell, hogy lelkesítse szövetségeseit, s ugyanakkor komoly elgondolkodásra kell, hogy intsen minden nemzetet, amely a versenytárs szerepében találja magát.”

\*

A Kaliforniai Egyetemen folytonos üzemű, 100 000 gaussos elektromágnes építettek és helyeztek üzembe. A mágnes egy 26 hüvelyk hosszúságú és 15 hüvelyk átmérőjű szolenoid, melynek közepén 4 hüvelyk átmérőjű lyuk van. A mágnes 10 000 lóerő elektromos teljesítményt használ fel. Ez a működés közben hővé alakul. Hűtés céljára percenként 300 köbláb petróleumot szivattyúznak a szolenoid hűtőrendszerén keresztül. A mágnes entrópia mérésére, szilárd-testkutatásra, rádióaktív magok irányítására, termometriai kutatásokra, magneto-termodinamikai és alacsony hőmérsékletű spektroszkópiai vizsgálatokra kívánják használni. (Science).

\*

A General Electric Co. amerikai cég Tajpejben (Tajvan) 1000 kW teljesítményű akvárium-típusú reaktort fog felépíteni. (Atomnaja Energija)

\*

A Csendes Óceánon végzett amerikai nukleáris bomba-kísérletek következtében a japán meteorológiai állomások megfigyelései szerint az esővíz radioaktivitása kétszer akkora, mint egy évvel korábban. A fukuokai és tokiói meteorológiai állomások adatai azt mutatják, hogy ezen a vidéken lehullott esővíz 1 literének radioaktivitása 4000 imp/min. (Atomnaja Energija)

\*

Amerikai vizsgálatok eredményei szerint az embercsonst  $Sr^{90}$ -tartalma 1957. júl. 1-re az egy évvel korábbihoz képest 30%-kal nőtt meg. A gyermekek csontjaiban a növekedés az 50%-ot is eléri. (Atomnaja Energija)

\*

A göttingai tejgazdaság tejében három radioaktív izotóp nyomainak jelenlétét állapították meg. Az egyetem agrokémiai és talajtani intézetének közlése szerint e három izotóp a  $Sr^{90}$ ,  $Sr^{90}$  és a  $Cs^{137}$ . A jelenlévő mennyiség jelenleg oly csekély, hogy az emberre nézve nem áll fenn veszély. Ez év februárjától június végéig azonban a sugárzó atomok száma a tejben jelentékenyen megnövekedett. A tej  $Sr^{90}$ -tartalma ebben az időben *megfűszereződött*. A  $Sr^{90}$ -tartalom újabb megfűszereződése esetén a tej radioaktivitását már nem tekinthetjük majd az emberre nézve ártalmatlannak. Azt, hogy a tej sugárzása még nem érte el a veszélyes szintet, a tehéneknek köszönhetjük. A tehének nagymértékben gátolják a  $Sr^{90}$  tejbe jutását. A tehének által fogyasztott fű  $Sr^{90}$  tartalma jelenleg tízszer akkora, mint a tejé! (Physikalische Blätter)

\*

Az Egyesült Államokban megkezdődtek az 1961-ben Seattleben megrendezendő tudományos világkiállítás előkészületei. A kiállítás célja, hogy szemléltesse, mikép-



pen befolyásolta a tudomány az ember életét. Különösen ki kívánják domborítani a nemzetközi tudományos együttműködés jelentőségét. Arra számítanak, hogy a kiállításnak 8–12 millió látogatója lesz. (Physikalische Blätter)

\*

1960-ra tervezik a „Savannah” magenergiával hajtott amerikai tengerjáró vízrebocsátását. A jelentések szerint nincs ok aggodalomra amiatt, hogy a „Savannah” esetleges elsüllyedése vagy egy másik hajóval való összeütközése radioaktív fertőzést okozhat. Ha a „Savannah” elsüllyedne, úgy mire reaktorát körülvevő védőköppent a korrózió szétroncsolja, a reaktor belseje már nem lesz radioaktív. A hajó a reaktor közelében olyan erős páncéllal lesz ellátva, hogy összeütközés esetén csak a hajó más részei sérülhetnek meg, a reaktor maga nem. Mindenfajta radioaktív fertőzéssel járó baleset kizártnak látszik. (Physikalische Blätter)

\*

Új módszert dolgoztak ki a világűrbeli Földünkre érkező meteoritok kémiai össze, tételének vizsgálatára. A meteoritok anyagát porrá őrlik majd radioaktív sugárzás hatásának teszik ki. Ennek hatására a meteorit anyaga maga is radioaktívvá válik. Majd kvalitatív kémiai analízist végeznek; a jelenlévő elemek kvantitatív

meghatározása ezután a radioaktivitás mérésével gyorsan elvégezhető.

A módszer jelentősége abban áll, hogy segítségével a meteorit anyagában igen kis mennyiségben előforduló elemek jelenlétét és mennyiségét is meg tudják állapítani. Az eddig alkalmazott, szokásos analitikus módszerekkel ez azért nem volt lehetséges, mert az analízishez használt vegyszerek elkerülhetetlenül tartalmazták a keresett elemek nyomait. E szennyezések az új módszer esetében nem játszanak szerepet, minthogy a keresett elemnek csak a meteorit anyagából származó atomjai mutatnak radioaktivitást; a szennyezésből származók nem. A módszer elsősorban a rodium, ezüst és indium meghatározásánál alkalmazható előnyösen; ezekből az elemekből a meteoritok anyagában rendkívül kicsiny mennyiség található.

A meteoritok kémiai összetételére vonatkozó vizsgálatok eredményéből a Világegyetem keletkezésére vonatkozó értékes ismereteket olvashatunk ki. (Physikalische Blätter).

\*

A Szovjetunióban új nagyfrekvenciás ionforrást dolgoztak ki. Az ionforrás 1  $\mu$ sec hosszúságú impulzusokban 100–200 mA áramot ad. A másodpercenkénti impulzusszám 1000. Az ionforrás nyalábja 80–90% atomiont tartalmaz. Az optimális gáznyomás 100 Hgmm. Az ionforrás gázfogyasztása 30 cm/óra. (Atomnaja Energija)

## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

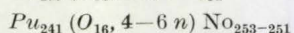
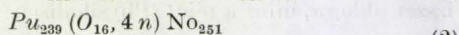
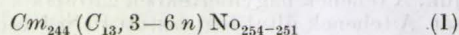
Új transzurán elem, a nobelium. 1957. novemberében kaptunk hírt arról, hogy két kutatócsoportnak is sikerült előállítani és kémiai kimutatni a tizedik transzurán elemet, a 102 rendszámú nobeliumot. Az egyik csoport, amelyben svéd, angol és amerikai kutatók dolgoztak, a stockholmi Nobel Intézetben, a másik, szovjet kutatókból álló csoport a Szovjetunió Tudományos Akadémiája Atomenergia Intézetében érte el eredményeit.

A Nobel Intézetben az új elemet  $C_{13}$  és  $Cm_{244}$  fúziójával állították elő. [1, 2]. A legstabilabb képződmény elérése érdekében a legnehezebb Cm izotópra volt szükség, ezt az Idahóban (USA) felállított reaktorban Pu-nak neutronokkal való besugárzásával kapták. A szükséges nagymennyiségű  $C_{13}$  izotópot a harwelli kutatóintézet bocsátotta rendelkezésre. A megfelelő nagyintenzitású szénionnyalábot a Nobel Intézet ciklotronjában gyorsították fel a kívánt energiára.

Alumínium fóliára helyezett vékony Cm réteget bombáztak a  $C_{13}$  ionokkal. Amikor a szénion eltalált egy curiummagot, a keletkező mag olyan nagy kinetikus energiára is szert tehetett, hogy levált a fóliáról (Knock-on-effektus). Ezeket a magokat összegyűjtötték majd radiológiai és kémiai analízisnek vetették alá. Igen nagy nehézséget okozott az, hogy az új elem  $\alpha$ -aktivitásának felezési ideje perc nagyságrendű. Az észlelt 8,5 MeV energiájú, eddig ismeretlen  $\alpha$ -aktív anyagot sikerült elkülöníteni a különböző affinitásokra alapuló ioncserélő technika segítségével és ennek tulajdonságai megegyeztek a 102. elem várt kémiai tulajdonságaival.\* Az új elem 251, 252, 253 és 254 tömegszámú izotópokkal rendelkezik. [6]

A szovjet kutatók nikkel fóliára elektrolitikus úton rávitt  $Pu_{239}$  és  $Pu_{241}$  izotópokat bombáztak  $O_{16}$  ionokkal, amelyeket 102 MeV energiára gyorsítottak fel.

A nobelium kialakulására vezető magreakciók eddig vizsgált fajtái tehát:



\* A referátum összeállítása órá hírt kaptunk arról, hogy Ghiorso és munkatársai nem tudták reprodukálni a Nobel Intézetben elért eredményeket. Erre a kérdésre lapunk egy későbbi számában még visszatérünk.

Eddigi ismereteink [5] és az új adatok alapján a transzurán elemekről a következő képet festhetjük. A transzurán elemek egyelőre folytatják thóriumnál kezdődő „aktinida”-sorozatot (1. táblázat). Az aktinium után ugyanis nem a 6d, vagy a 7p elektronhéj töltődik fel, hanem az energetikailag alacsonyabb 5f héj. Minthogy f-elektronokról van szó, a kvantummechanika szerint a mellék-kvantumszám  $l = 3$ , s így  $2(2l + 1) = 14$  ilyen típusú mag lehetséges, éppen úgy, mint a lanthanidáknál, ahol a 4f elektronhéj töltődik fel.

1. Táblázat. Az aktinida-sorozat

Rendszám	N é v	Vegy-jel	Az eddig megfigyelt		A felfedezés éve
			min. és max. tömegszám	izotópok száma	
90	Thorium	Th	223—235	13	1828
91	Protaktinium	Pa	225—240	15	1917
92	Uránium	U	227—240	15	1879
93	Neptunium	Np	231—246	12	1940
94	Plutonium	Pu	232—246	16	1940
95	Americium	Am	237—246	11	1944
96	Curium	Cm	238—250	13	1944
97	Berkelium	Bk	243—250	8	1949
98	Californium	Cf	244—254	11	1950
99	Einsteinium	E	246—256	11	1953
100	Fermium	Fm	248—256	8	1954
101	Mendelevium	Mv	256	1	1955
102	Nobelium	No	251—254	4	1957
103	—	—	—	—	—

A lanthanidák és aktinidák között nemcsak az elektronkonfiguráció hasonló, hanem — éppen ebből az okból kifolyólag — egész sor más, fizikai és kémiai tulajdonság is megegyező. (Ilyen pl. a háromértékű ionok színe; a vegyérték és a mágnes tulajdonság. A lanthanidakontrakcióhoz hasonló jelenséget az aktinidáknál is megfigyelték [7].)

Minthogy mind a lanthanidák, mind az aktinidák esetében f héj töltődik fel, várható, hogy az aktinidák



sorozatának utolsó eleme a 103 rendszámú lesz. Ez lenne ugyanis a 14. aktinida. (2. táblázat.)

2. Táblázat. A periódusos rendszer végén álló elemek elektronkonfigurációja.

Rendszám	Elemek	Elektronlélek															
		1	2	3	4	5				6				7			
						s	p	d	f	s	p	d	f	s	p	d	f
90	Th	2	8	18	32	2	6	10	1	2	6	1	2				
91	Pa	2	8	18	32	2	6	10	2	2	6	1	2				
92	U	2	8	18	32	2	6	10	3	2	6	1	2				
93	Np	2	8	18	32	2	6	10	4	2	6	1	2				
94	Pu	2	8	18	32	2	6	10	5	2	6	1	2				
95	Am	2	8	18	32	2	6	10	6	2	6	1	2				
96	Cm	2	8	18	32	2	6	10	7	2	6	1	2				
97	Bk	2	8	18	32	2	6	10	8	2	6	1	2				
98	Cf	2	8	18	32	2	6	10	9	2	6	1	2				
99	E	2	8	18	32	2	6	10	10	2	6	1	2				
100	Fm	2	8	18	32	2	6	10	11	2	6	1	2				
101	Mv	2	8	18	32	2	6	10	12	2	6	1	2				
102	No	2	8	18	32	2	6	10	13	2	6	1	2				
103		2	8	18	32	2	6	10	14	2	6	1	2				
104		2	8	18	32	2	6	10	14	2	6	2	2				
105		2	8	18	32	2	6	10	14	2	6	3	2				
...																	
111		2	8	18	32	2	6	10	14	2	6	9	2				
112		2	8	18	32	2	6	10	14	2	6	10	2				
113		2	8	18	32	2	6	10	14	2	6	10	2	1			
114		2	8	18	32	2	6	10	14	2	6	10	2	2			
...																	
117		2	8	18	32	2	6	10	14	2	6	10	2	5			
118		2	8	18	32	2	6	10	14	2	6	10	2	6			

Mit mondhatunk előre a 103-nál magasabb rendszámú transzurán elemek kémiai sajátosságairól? Valószínű, hogy a 104.-tól a 112. elemig a 6d héj telik majd fel. Ezek az elemek a periódusos rendszerben a Hf, Ta, W. .... elemek alá lesznek besorolhatók. Ezután a 113.-tól a 118. elemig a 7p héj telik fel s eljutunk így a 118 rendszámú nemesgázjellegű elemhez.

Persze mindez csak akkor következik be, ha az elektronok beépülésének energetikai viszonyait helyesen extrapoláltuk a lanthanidákat követő elemekéből és nem utolsó sorban akkor, ha egyáltalán sikerül ezeket a magas rendszámú elemeket előállítani.

Az atommagok cseppmodellje alapján megbecsülhető [5], hogy a spontán hasadással szemben stabilis atommag legfeljebb 120 rendszámú lehet, hacsak a rendszám és tömegszám aránya nem változik meg lényegesen a periódusos rendszer végén tapasztaltnál képest. Azzal a helyzettel állunk ugyanis szemben, hogy a 100 rendszámú elemnél túl az  $\alpha$ -bomlási tendencia rováására a spontán hasadásra való hajlam egyre inkább az előtérbe jut [8].

A rendszám növelésekor egyre gyakoribbak lesznek a rövid felezési idők. Már a 104-es és 105-ös elemek előállításakor is valószínűleg azt fogjuk tapasztalni, hogy az előállítható leghosszabbéletű izotóp élettartama is alig elegendő a megkövetelt kémiai azonosítás elvégzésére. Minthogy a párosszámú proton és párosszámú neutron tartalmazó atommagok  $\alpha$ -bomlására és spontán hasadására vonatkozóan a tapasztalat által igen erősen alátámasztott szabályszerűségeket birtokában vagyunk, egészen bizonyos, hogy a jövő transzuránjainak kémiai vizsgálata során csaknem kizárólagosan a páros-páros izotópokra kell szorítkoznunk. Az is lehetséges, hogy a kémiai kimutatás és az összes már ismert elemtől való elkülönítés módszerei addigra lényegesen meg fognak változni. Már a No esetében is a bomló céltáblaanyag miatt igen sok fajta egymástól kevésbé különböző kémiai tulajdonságú atommag közül kell kiválasztani a bennünket éppen érdeklő nobeliumot. Elképzelhető, hogy ha a céltáblán kb. 1 mikrogramm Cm volt, mennyi nobeliumot kaphatunk, ami szintén nem stabil képződmény.

A bomlási sajátosságok gondos mérése, a bomlási skémára alapuló óvatos becsléssel karöltve lehetővé teszi, hogy a valóságot elég jól megközelítő képet alkothassunk magunknak még a 108-as elemről is.

Mindenesetre az a tény, hogy a transzurán elemek némelyikét már komolyabb mennyiségben is elő tudjuk állítani és nagyteljesítményű gyorsítókkal is rendelkezünk, megszilárdíthatja még kb. féltucat új elemnek a közeli jövőben történő előállításába vetett hitünket. Előfordulhat, hogy még egy körülmény is segítségünkre siet [9]. Ismeretes az atommagok héjszerkezet-modelljéből az, hogy a 126 és 184 nukleonszámok mágikusak. Ez azt jelenti, hogy pl. a 126 proton és 184 neutron tartalmazó atommag a környezetéhez képest igen stabilis képződmény lenne. Nem lehetetlen, hogy sikerül majd előállítani egy 126-os rendszámú  $126 + 184 = 310$  tömegszámú transzurán elemet is, mert ennél a neutron-protonarány is eléggé normálisnak tűnik. Ha ezt az elemet kimutatható mennyiségben sikerülne előállítani, akkor ez eléggé elszigetelten, egyedül állana a periódusos rendszer végén.

Abonyi Iván

## IRODALOM

1. P. R. Fields és munkatársai, PR. 107. 1460. (1957).
2. H. A. C. McKay, Nat. 180. 1010. (1957).
3. J. Milsted, Nat. 180. 1012. (1957).
4. F. N. Flerov és munkatársai, Dokl. 120. 73. (1958).
5. Keszthelyi L., Fiz. Szle. 5. 40. (1955).
6. Strominger—Hollander—Seaborg: RMP. 30. 585. (1958)
7. Lengyel B.—Proszt J.—Szarvas P.: Általános és szervetlen kémia. 1954. 758 o.
8. G.T. Seaborg—A. Ghiorso, Phys. Bl. 12. 346. (1956).
9. D. Park: Am. Journ. Phys. 26. 210. (1958).

**A cirkuláció kvantumának, a rotonnak megfigyelése forgó szuperfolyékony héliumban.** W. F. Vinen kísérletet végzett a cirkuláció kvantáltságának bizonyítására és az elemi cirkulációkvantum meghatározására. A következő berendezést használta. Egy fémcső tengelyében fémcszálat feszített ki. A fémcsövet folyékony héliummal megtöltve kriosztátba, hűtőkészülékbe tette úgy, hogy az egészet a fémcsál mint tengely körül forgatni lehessen. A fémcsálra merőleges irányban mágneses erőtér állított elő azért, hogy a fémcsálon áramlókést átbocsátva a fémcsál transzverzális rezgéseit gerjeszthesse, illetve a kialakuló rezgés frekvenciáját az indukciótörvény alapján mérhesse.

A fémcsál körül kialakuló áramlást a transzverzális rezgések segítségével vizsgálta. Ha nincs cirkuláció a fémcsál körül, akkor minden rezgési módus kétszeresen degenerált, mert azonos frekvenciájú transzverzális rezgés két egymásra merőleges, egyenjogú irányban is kialakulhat. Ha van cirkuláció, akkor a degeneráció a Magnus-hatás következtében feloldódik. A normális módusok helyett két ellenkező irányú cirkulárisan poláros rezgési módust találunk. Ezek frekvenciája a normálishoz képest a cirkulációval arányos mértékben tolódik el.

Vinen kísérletének menete a következő. Az egész berendezéssel együtt forgásba hozott héliumot lehűti a  $\lambda$ -pont alá, majd ezután a berendezés forgását megállítja. A folyékony hélium folytatja áramlását a drót körül. A fémcsálat nagy amplitudójú rezgésbe hozva elérhető, hogy a körülötte kialakult cirkuláció lecsökkenjen. Azok az örvényvonalak, amelyek nem fogják teljesen körül a fémcsálat, eltávolodnak. Ha van olyan örvényvonal, amelyik a fémcsálat teljesen körül fogja, akkor az a rezgés után is megmaradhat. Ezekből származó cirkuláció megfigyelt legkisebb értéke  $h/m$  pár százalékos pontossággal. (Itt  $h$  a Planck-állandó,  $m$  a héliumatom tömege.). A legkisebb szabad örvény-„gyűrű” sugarára ebből számított érték  $10^{-5}$  cm.

A kísérletben szereplő áramlási képet R. P. Feynman és L. Onsager a Landau-féle roton-model alapján elméletileg már régebben megvizsgálták. Szerintük a legkisebb örvénygyűrű sugara  $10^{-8}$  cm.



Vinen érdekes kísérlete részint a Landau-féle szuperfolyadékmodell alapjaitól számolva bizonyítja, részint rámutat arra, hogy az áramlás kvantummechanikai tárgyalása még korántsem tekinthető lezártnak. (Nature 181. 1524. 1958.)

A. I.

**¶ Mesterséges holdak és televíziós világlátás.** Nyikolaj A. Varvanov érdekes tervéről számol be az Electronics 1958 május 30-i száma. Varvanov a Föld egész felszínének vizsgálata érdekében három, televízióval felszerelt mesterséges hold felbocsátását javasolja. Tervei szerint a mesterséges holdak egymást egyenlő távolságban követnék az Egyenlítő felett húzódó pályán. A mesterséges holdak önműködő televíziós felvevő és leadó készülékekkel szerelnék fel. Ez utóbbiak antennáját a földi vevőállomás felé irányítanák. Az igen könnyű kivitelben elkészíthető televíziós készülékek energiaszükségletét atomtelep illetve napelem fedezné. Varvanov arra is célzott nyilatkozatában, hogy egy ilyen program megvalósításában szívesen vennék az Egyesült Államok részvételét is. Mint azt a moszkvai rádióban is említette Varvanov, egy közös vállalkozás, amely a mesterséges holdak felszerelésében minden erőt koncentrálna, már a legközelebbi években megoldaná a televíziós világlátás problémáját. Az elképzelések szerint a földi televíziós adó jeleit az egyik mesterséges hold felfogja, majd átadja a másik holdnak, ami egy másik kontinens számára sugározza tovább. Ugyanazon kontinensen lévő adó és vevő között már egy mesterséges hold is jó kapcsolatot teremthet. Ezzel a módszerrel könnyen meg lehetne oldani még az egész Földkerekség ellenőrzését is, abból a szempontból, hogy nem hajt-e végre valamelyik állam atombombát, — stb. robbantási kísérletet.

A. I.

**A kozmikus sugárzás intenzitása a történelem előtti korban.** Viszonylag keveset tudunk arról, milyen volt a kozmikus sugárzás intenzitása több ezer évvel ezelőtt, vagy a prehisztórikus korban. Pedig ez a probléma több szempontból is fontosnak látszik. A sugárzás intenzitásváltozásainak ismerete közelebb vihet a kozmikus sugarak eredetének felderítéséhez. Minthogy a Földre jutó kozmikus sugárfluxus függ a Föld mágneses terétől, a sugárak fluxusváltozásai alapján következtetéseket lehet levonni a Föld mágneses terére és ezen az úton közelebb juthatunk a földmágnesség eredetének tisztázásához. A kozmikus sugarak intenzitásváltozásainak ismerete fontos a  $C^{14}$ -es kormeghatározás szempontjából is (Fizikai Szemle, 7, 1957.). Mint ismeretes, ez a kormeghatározási módszer két lényeges feltevésen alapszik. Az egyik feltevés az, hogy a kozmikus sugárzás fluxusa a kérdéses korban, amelyből a maradvány származik, ugyanakkora volt, mint jelenleg. A másik feltevés az, hogy a kozmikus sugarak által az  $N^{14}$  (n,p) $C^{14}$  reakcióban létrehozott  $C^{14}$ -izotóp viszonylag gyorsan eloszlik a Föld atmo-, bio- és hidroszférájában. Ezt az utóbbi feltevést alátámasztja az a tapasztalat, hogy az élőszervezetekben valamint a légkör különböző helyein (de nem túl nagy magasságokban) a  $C^{14}$ -koncentráció állandó. Az első feltevést, amely szerint a kozmikus sugarak fluxusa a Föld felszínén hosszú ideje állandó, az látszik igazolni, hogy a hisztórikus kor maradványaira  $C^{14}$ -es kormeghatározási módszerrel ugyanazt az eredményt kapták, mint más módszerekkel. Ha a kozmikus sugárzás intenzitását hosszú időre akarjuk meghatározni, olyan módszert kell alkalmazni, amely a sugarak speciális hatásain alapszik. Ilyen módszert dolgozott ki Kulp és Volchok (1953), amely a Libby-féle  $C^{14}$ -es kormeghatározási módszerén alapszik. Mélytengeri minták életkorát hatá-

rozták meg  $C^{14}$ -es módszerrel és az eredményeket iónium ( $^{90}\text{Th}^{230}$ )-módszerrel ellenőrizték. Az adatok egyezéséből arra következtettek, hogy a kozmikus sugarak fluxusa az utolsó 35 000 évben biztosan nem változott 10–20%-nál nagyobb mértékben. Singer azt javasolta, hogy a meteoritokat használják integráló sugárzásmérőkként. A kozmikus sugarak a meteorit egy grammjában kb.  $1,5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ He}^3$ -at hoznak létre 100 millió év alatt. A meteoritokkal történő sugárzásmérés független a Föld atmoszférájától és mágneses terétől. Ilyen mérések alapján Martin arra a következtetésre jutott, hogy a kozmikus sugárzás intenzitása az utolsó 75 millió év alatt harmadrészére csökkent. Singer szerint azonban ez a következtetés hibás, mert szerinte Martin helytelenül állapította meg a meteoritok életkorát. Ha ezt korrekcióba vesszük, akkor arra az eredményre jutunk, hogy a kozmikus sugárzás intenzitása a prehisztórikus korban egyezett a jelenlegivel. Peters hívta fel a figyelmet arra, hogy a kozmikus sugárzás hatására az atmoszférában radioaktív  $\text{Be}^{10}$  keletkezik, amelynek felezési ideje  $2,7 \cdot 10^6$  év. Ezt is fel lehet használni a kozmikus sugárzás prehisztórikus korbéli intenzitásának vizsgálatára (Progr. in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics, Vol. IV. p. 326.)

Sz. J.

**A nukleonok új mágikus számai.** Igen sok tapasztalati anyag arra enged következtetni, hogy a nukleonok meghatározott rendben helyezkednek el a magban, bizonyos héjszerkezet ismerhető fel.<sup>1,2</sup> Ez a héjszerkezet sokban hasonlít az atom elektronburkának tulajdonságaira. Miként az elektronburokban egy teljesen lezárt héj az illető elemnek különleges ún. nemesgázjellegű volt felelős, úgy az atommagban kialakuló lezárt nukleonhéjaknál is kirívó tulajdonságokat figyelhetünk meg. A lezárt nukleonhéjakat betöltő nukleonszámokat ezért hívjuk mágikus számoknak. Így például különösen stabilis atommaggal állunk szemben, ha vagy a protonok, vagy a neutronok száma a 2, 8, 14, 20, 28, 50, 82, 126 számok valamelyikével megegyező. J. A. Vajszman néhány adatot gyűjtött össze, amely azt mutatja, hogy a 30 neutronból, 42 vagy 60 neutronból, ill. protonból álló konfigurációk is mágikusként viselkednek. A  $^{26}\text{Fe}_{30}$  a legelterjedtebb nemcsak a vasizotópok, hanem valamennyi 10-nél nagyobb rendszámú elem között. A  $^{24}\text{Cr}_{30}$  magnak alacsony a termikus neutron befogási keresztmetszete, amint ezt rendes mágikus magtól elvárnánk. A  $\text{Fe}_{30}$  és  $\text{Ni}_{30}$  izotópoknál kiugróan nagy a termikus neutronok koherens szórásának hatáskeresztmetszete. Érdekes az a megállapítás is, hogy a 30 neutronból álló mágikus konfiguráció más és más jellegzetességet mutat a proton-konfigurációtól függően.

Nincsen  $\beta$ -stabilis mag a 42 vagy 60 neutronból álló héjak feltöltődése után. Így instabilisak pl. a  $^{43}\text{Te}$ ,  $^{61}\text{Pm}$ ,  $\text{Pd}_{61}$  magok.

A  $^{34}\text{Se}_{77}$  43 neutronot tartalmazó mag eredő spinje nem 9/2 mint a  $^{32}\text{Ge}_{73}$  41 neutronot tartalmazó magé, hanem 1/2. Ugyanakkor a 43 protont ill. 61 neutronot tartalmazó instabil magok után következő páratlan számú protont (Rh, Ag) vagy neutron (Cd, Sn) tartalmazó magok spinje is 1/2-re esik le. Ezt a helyzetet semmilyen héjszerkezetelmélet nem magyarázza meg.

Valószínű, hogy a 30 neutronból, 42, ill. 60 protonból vagy neutronból álló konfiguráció mágikus sajátossága nem értelmezhető a független-részeske modellel. Vajszman azt hiszi, hogy vannak még fel nem fedezett mágikus számok. De szerinte ez a három is elég annak hangsúlyozására, hogy vannak még nem vizsgált tulajdonságai az atommagoknak és távol vagyunk még a minden szempontból kielégítő héjszerkezet-elmélettől. (ЖЭТФ. 34, 1325 1958.)

A. I.



# FIZIKAI SZEMLE

IX. ÉVFOLYAM  
1959.



2.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT





**Főszerkesztő: Marx György**

**Szerkesztőbizottság:**

**Bodó Zalán, Csekő Árpád, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György, Somogyi Antal,  
Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós**

**Felelős szerkesztő: Túrinné Frank Zsuzsa**

**Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat  
Távbeszélő: 313-388**

**Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.  
Távbeszélő: 111-010\***

**Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat  
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850**

**Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022  
Csekkszám: 61257**

**Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft  
Megjelenik évente tízszer**

## TARTALOMJEGYZÉK

*Berkes István—Szabó Ferenc:* A II. Genfi Atomenergia Konferencia  
*L. A. Arcimovics:* A szabályozott termonukleáris reakciók vizsgálata a Szovjetunióban

*Mátrai Zemplén Jolán:* Pósa-házi János

*Szabó Pál:* Neutrondiffrakció alkalmazása az anyag finomszerkezeti kutatásban II.

### A FIZIKA TANÍTÁSA

*Koczás Gyula:* Aero és hidrodinamikai készülék

*Koczás Gyula:* Sugárvédelmi feladatok iskoláinkban

### EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

### KÖNYVSZEMLE

### A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

## СОДЕРЖАНИЕ

*И. Беркеш—Ф. Сабо:* 2-ая Конференция по атомной энергии в г. Женева

*Л. А. Арцимович:* Исследование управляемых термоядерных реакций в СССР

*Матраинэ:* Янош Пошахази

*П. Сабо:* Применение дифракции нейтронов в целях исследования тонкой структуры вещества II.

### ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

*Дь. Коцкаш:* Задачи защиты от излучений в наших школах

*Дь. Коцкаш:* Аэро- и гидродинамический аппарат  
ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ  
ОБЗОР КНИГ  
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## INHALT

*I. Berkes—F. Szabó:* II. Atomenergie-Konferenz in Genf

*L. A. Arcimovics:* Untersuchung von kontrollierten thermonukleären Reaktionen in der SU

*Frau J. Mátrai:* János Pósa-házi

*P. Szabó:* Die Anwendung der Neutronenbeugung zur Feinstrukturuntersuchung II.

### UNTERRICHT DER PHYSIK

*Gy. Koczás:* Aufgaben des Strahlenschutzes in unseren Schulen

*Gy. Koczás:* Aero- und hydrodynamischer Apparat

### NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

### BUCHBESPRECHUNG

### FORTSCHRITTE DER PHYSIK

*Címképünk:* Az „Atomenergia a béke szolgálatában” kiállítás Genfben, magyar pavillon.

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1958. XII. 10. — Példányszám: 1800 — Terjedelem: 4 (A5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlőczy utca 2. — 47662/59 — Felelős vezető: Bernát György



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IX. évfolyam

2. szám

1959. február

## A II. Genfi Atomenergia Konferencia

1958. szeptember 1-től 13-ig tartották meg Genfben a II. Atomenergia Konferenciát. Az I. Konferencia óta eltelt 3 év alatt a tárgykör új témával gazdagodott, a szabályozott magfúziós energiatermelésre irányuló kísérletekkel, egyébként pedig gazdagabb lett és elmélyült éppen abban az irányban, amely a Konferencia tulajdonképpeni célkitűzése: a technikai megvalósítás, a békés célokra való felhasználás irányában. Az alábbiakban nem is annyira összefoglaló áttekintést kívánunk adni a Konferencia hatalmas és szerteágazó anyagáról, hanem inkább csak egyes kiragadott — és az olvasókat feltehetően érdeklő — témáról adunk rövid tájékoztatást.

Röviden néhány szót és jellemző adatot a Konferencia méreteiről: Összesen 2135 előadást nyújtottak be, ebből szóban előadtak 711-et. 78 állam, illetve szervezet képviseltette magát, összesen 6300 résztvevővel. (Jellemző, hogy a nagy idegenforgalomra jól be rendezkedett Genf, ahol kb. 120 szálloda van, szűknek bizonyult és a Konferencia résztvevőinek jelentékeny része kénytelen volt Lausanne-ban, sőt még távolabb fekvő városokban szállást keresni és innen naponként vonattal bejárni.)

A Konferencia nemcsak méreteiben és külsőségeiben volt reprezentatív, hanem abban is, hogy az országokat a tudomány és a technika legnevesebb alakjai képviselték. Hogy csak néhány nevet említsünk: *Alihanian, Alihanov, Bhabha, Bohr, Cockroft, Iemeljanov, Feinberg, Heisenberg, Infeld, Libby, Perrin, Rabi, Tamm, Teller, Veksler, Wigner, Yukawa*. Az előadásokat néhány plenáris ülésen, és különböző szak-üléssorozatokban tartották meg. Plenáris üléseken kerültek előadásra az általános jellegű, vagy a nagyon sok hallgatót vonzó témák,

mint pl. a fúziós kísérletekről tartott összefoglaló előadások, az atomenergia jövője és gazdaságossága, különböző országok atomenergia problémáinak ismertetése, stb. Az egyes ülésszakok előadásai a következő témacsoportok szerint oszlottak meg:

A) *Fizika*: Plazma-fizika, fúziós berendezések és műszerek, nukleáris paraméter-mérések, reaktor-elmélet, reaktor-tervezési módszerek, reaktor-kinetika és szabályozás, elemi részek fizikája és gyorsítók, műszerek és készülékek, fundamentális magfizika.

B) *Reaktorok*: Kísérleti reaktorok, teljesítmény-reaktorok, reaktorokkal végrehajtott kísérletek, reaktorok telepítési és biztonsági kérdései, atomerőművek gazdaságossága, üzemanyag-ciklusok, reaktorfizika.

C) *Kémia*: Fundamentális kémiai kutatások, a sugárzás kémiai hatásai, izotóp-szeeparálási módszerek, kiégett fűtőelemek feldolgozása, radioaktív anyagok és radioaktív hulladékok kezelése.

D) *Izotópok*: Izotópok gyártása, izotópok alkalmazása a kutatásban, az iparban, a biokémiában, a fiziológiában, az orvostudományban, a mezőgazdaságban. Sugárvédelmi kísérletek. A sugárzás biológiai hatásai, dozimetria.

E) *Nyersanyagok, metallurgia és reaktor-technológia*: Nyersanyag-lelőhelyek, ércbányászás, érckezelés. Az atomtechnikában használatos anyagok előállítása, kerámia és metallurgia, reaktoranyagok tulajdonságai, fűtőelemek gyártása, reaktor-technológia.

Magyarország 23 előadást nyújtott be, ebből 3 szóbelileg is elhangzott: Ádám András, Kiss István, és Pál Lénárd: „Organikus anyagok lassítási tulajdonságainak vizsgálata különböző hőmérsékleteken”. Vargha Károly és Fodor József:





„Radioaktív izotópok alkalmazása a folyamatos öntési eljárásban”, Szalay Sándor: „A humusz jelentősége az urán geokémiai feldúsulásában”. Az első előadás volt az egyetlen a Konferencia programjában, amely szerves anyagokon végzett mérések eredményeit kvantitatíve is ismertette. A másik kettő is élénk érdeklődést keltett a hozzászólások és kérdések alapján ítélve.

A következőkben csupán az atomenergia-programok rövid ismertetésére, a reaktorfizikai szesziónéhány előadására és a fundamentális nukleáris fizikai előadások némelyikére térünk ki. (Lapunk más helyen ismerteti a fúziós előadásokat.)

### Atomerőmű-programok

Az ismertetett tervek általában nem tértek el lényegesen azoktól az elgondolásoktól, amelyeket az egyes országok már megelőzően nyilvánosságra hoztak. Az atomtechnikában vezető szerepet játszó nagy államok intenzíven foglalkoznak az energiatermelés technikai és gazdasági problémáival. Bizonyos mértékig minden tervre jellemző az útkeresés, az üzembiztos, gazdaságos atomerőmű típusok kikísérletezése.

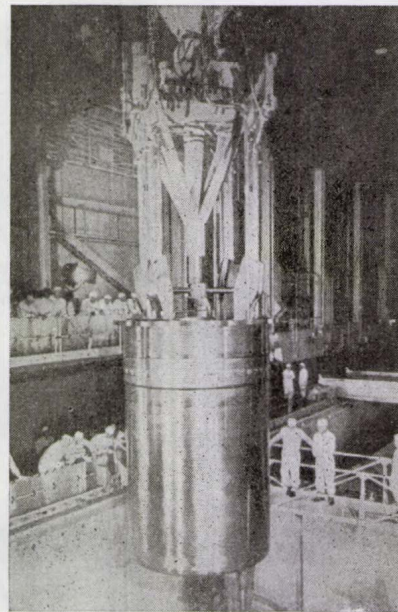
Anglia és Franciaország atomenergia programját befolyásolja a már most is jelentkező és később egyre jobban elmélyülő energia-hiány, míg a Szovjetunió és az Egyesült Államok — mentesek lévén az energia-gondoktól — szabadabban, nagyobb kísérleti lehetőségeik figyelembevételével állították össze terveiket.

A teljesítmény-reaktorok vonalán 1955 óta nagy a fejlődés. Akkor a világon még csak egy atomerőmű működött a Szovjetunióban, 5 MW teljesítménnyel. Ma pedig már 13 kisebb-nagyobb energia-termelő reaktor működik a világon 200 MW összteljesítménnyel. Az 1970-re tervezett atomerőművek összteljesítménye 15 000 MW lesz.

A Szovjetunióban 12 db, hét különböző típusú atomerőmű van tervezés és építés alatt, illetve működésben. Ezek között szerepelnek a következő típusok: egy 250 és egy 50 MW-os gyorsreaktor, egy 50 MW-os intermedier reaktor, egy 35 MW-os homogén nehézvízes reaktor, egy 50 MW-os nátrium-hűtésű grafit moderátoros reaktor. Szerepelnek a jól bevált kétvízkörös reaktorok is, mégpedig nagy teljesítménnyel (két erőmű, egyenként 210 MW teljesítményértékkel) és az első atomerőműhöz hasonló kivitelű grafit moderátoros vízhűtésű erőművek 400 és 600 MW teljesítménnyel. Az utóbbi 600 MW-os erőműnek az első 100 MW-os reaktora 1958 szeptembere óta már üzemben van, ez ma a legnagyobb működő atomerőmű a világon.

Közismert, hogy a reaktorokkal eddig — különböző technikai nehézségek miatt — csak igen korlátozott nyomású, és hőmérsékletű gőzt lehetett előállítani. (Pl. a Calder-Halli Erőmű 14.4 at nyomású 310 °C hőmérsékletű gőzt termel.) Ez károsan befolyásolja a hatásfokot és ezen keresztül a gazdaságosságot, ezért a gőzparaméterek megjavítása

az egyik leginkább előtérben álló probléma az új atomerőműveknél. Vannak tervek a reaktor hőkicszerelőjéből kilépő gőz „klasszikus” úton való túlhevítésére is, de természetesen ez csak félmegoldás. Ebből a szempontból nagyon figyelemre méltó azonban a 400 MW-os Urali Erőmű terve. Ez az erőmű 100 MW-os reaktorokkal dolgozik 1.3%-os dúsítású uránnal. A fűtőelemek egyrésze 150 atm nyomás alatt álló vízzel van hűtve. Ez a víz hőkicszerelőn keresztül a szekunder körben gőzt



A Shippingport-i erőmű aktív zónájának szerelése

termel, ami újra visszakerül reaktorba és itt a fűtőelemek többi része túlhevíti, így végül is innen 90 atm nyomású és 500 °C hőmérsékletű gőz kerül a turbinákba, ami már a mai követelményeknek megfelelő gőzminőség. (Az elgondolás helyességének ellenőrzésére az első 5 MW-os erőművet már ilyen módon üzemeltetik. A reaktor 128 csatornájából 70 túlhevítéssel dolgozik.)

Anglia atomerőmű építési programját továbbra is az — úgylátszik jól bevált — grafit moderátoros, gázhűtéses, természetes uránnal üzemeltetett típus jellemzi. Az angol előadók véleménye szerint a Calder-Halli Erőmű eddigi üzemeltetési tapasztalatai elég kedvezőnek mondhatók. Már több mint 100 olyan fűtőelem van, amely elérte az 1300 MWnap/to kiegészítési szintet és a metallurgiai vizsgálatok szerint nem várható zavar a továbbiakban sem. Eddig négy, vagy öt fűtőelem-meghibásodás fordult elő és a hűtőkörben nem következett be szennyeződés. Az erőmű nagyjában és egészében beváltotta a hozzáfűzött reményeket, ezért a tervezett és építés alatt álló Bradwell-i (300 MW), Berkeley-i (275 MW), Hunterston-i (300 MW), és a Hinkley-Point-i (500 MW) erőművek mind a Calder-Hall-i típusú reaktorokkal épülnek meg, de megjavított gőzparaméterekkel. (Meg kell jegyezni, hogy ezek mind ún. kettős célú reaktorok, az energia-



termelésen kívül jelentős mennyiségű plutoniumot is előállítanak.)

Az *Egyesült Államok* által tervezett jelentősebb atomerőművek: Indian-Point-i erőmű U—Th üzemanyag ciklussal és olajtüzeléses túlhevítéssel (275 MW), s a Yankee Erőmű (dúsított üzemanyaggal és természetes vízhűtéssel, 134 MW), a forraló vízreaktoros Dresden-i Erőmű és a Detroitban épülő Enrico Fermi Erőmű, amelynek nátriummal hűtött gyors-reaktora van (100 MW.) A Shippingport-i erőmű már közel egy éve üzemben van, az EBWR (Experimental Boiling Water Reactor) eredetileg 20 MW-os hőteljesítményét 60 MW-ra emelték.

*Franciaországban* Chinon-ban jelenleg két erőművet építenek. Az EDF—I. (63 MW) 1959 közepén, az EDF—II. pedig másfél évvel később lép üzembe. Jelenleg a G1 és G2 teljesítmény-reaktorok vannak üzemben, rövidesen követi őket a G3, a két utóbbi egyenként 30 MW teljesítményű. A tervek szerint a jövőben 18 hónaponként helyeznének üzembe újabb erőműveket.

Összefoglalva: elmondhatjuk, hogy a teljesítmény-reaktorok vonalán ma sem világosabb a helyzet, mint 1955-ben volt. Az akkor még csak tervezett reaktorok nagy része ma már működik, általában jól.

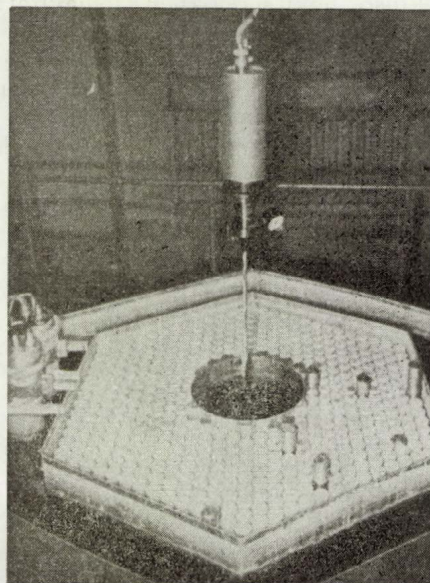
### Reaktorfizika

Neutron-paraméterekre vonatkozó mérések egész soráról számoltak be a Konferencia további ülésein. A legérdekesebb témák: termalizáció, reaktor-spektrumok meghatározása repülési idő méréssel és integrális módszerekkel különböző zónatípusokban, alacsony energiák lassítási elmélete, különböző moderátorok neutron-spektruma. Érdekes, hogy továbbra is tisztázatlan maradt, mi az oka annak az eltérésnek, ami a hidrogénben mért és számított Fermi-korok között van.

Előtérbe kerültek a gyors-reaktorokon végzett mérések és kísérletek. Beszámoltak a reakció-hatás-keresztmetszet mérésekről, a prompt neutronok élettartamának meghatározásáról, különböző típusú reaktorok kritikus tömegének meghatározásáról; reaktivitás mérésekről és néhány üzembiztonsági problémáról. Egy — a gyorsreaktorok tervezéséről elhangzott — összefoglaló előadás szerint a jelenleg használatos tervezési módszerekkel kapott eredmények megegyeznek a három év előttiéekkel. Érdekes szovjet előadás hangzott el egy berillium moderátoros dúsított üzemanyaggal működő záro-reaktorról. A berilliumnak, mint moderátornak érdekes tulajdonsága, hogy bizonyos értelemben „aktívan” is bekapcsolódik a lánc-reakcióba a  $\text{Be}^9(n, 2n)\text{Be}^8$  reakció révén, és így a sokszorozási tényezőt jelentősen — mintegy 12%-kal — megnöveli. Az ugyancsak fellépő  $\text{Be}^9(\gamma, n)\text{Be}^8$  reakció pedig a reaktor kinetikájára gyakorol befolyást.

Érdekes amerikai előadást hallottunk az EBR-1 gyors-reaktor stabilitás vizsgálatával kapcsolatban. A vizsgálatok szerint ennek a reaktornak prompt pozitív a teljesítmény-tényezője, amely

egyáltalán nem kívánatos jelenség, ugyanis gyors-reaktoroknál — a termikus reaktorokkal ellentétben — egy „megszaladás” olyan üzemzavarhoz is vezethet, hogy az egész aktív zóna, vagy annak egy része deformálódik és így előfordulhat, hogy szuper-kritikus tömeg gyűlik össze, amely nukleáris robbanáshoz vezethet. Ezért az alapos stabilitás-vizsgálatok teljesen indokoltak. A Dounreay-i gyors-reaktor stabilitási problémái körülbelül hasonlóképpen merültek fel.



A szovjet BR-3 gyorsreaktor

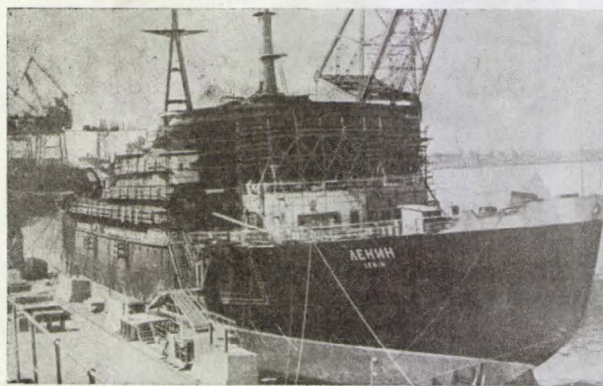
A Konferencia egyik legnagyobb érdeklődéssel és elismeréssel fogadott előadása a *Lenin* jégtörőről tartott beszámoló volt. A hajó maga 16 000 bruttó regiszter tonnás. Három reaktorral működik, amelyek közül normális hajózási viszonyok között kettő van üzemben, egy pedig tartalék. A reaktorok hőteljesítménye egyenként 90 MW, az összteljesítmény a hajó-csavarán 44 000 LE és így ez ma a világon a legnagyobb fajlagos teljesítményű hajó. Nyílt vizen kb. 30 km/óra, 240 cm vastag jégrétegben pedig még mindig kb. 4 km/óra a sebessége. Fűtőelemcsere nélkül normális üzemi körülmények között két évig, állandó maximális teljesítménnyel járva pedig egy évig maradhat tengeren, ami a sarki hajózás számára olyan lehetőségeket nyit, amelyek a konvencionális jégtörők előtt eddig zárva maradtak. A reaktorok két vízkörök, 5%-ra dúsított üzemanyaggal működnek. Mindegyikhez külön teljes kalorikus berendezés tartozik, így egyiknek a meghibásodása a másik üzemét nem befolyásolja. Az előadás szerint a reaktorok rázással, ütéssel és általában a hajó mozgásával szemben érzéketlenek. A tervezésnél a főszempont a megbízhatóság és a stabilitás biztosítása volt. Nagyon érdekes a biológiai védelem megoldása, amely a hajóreaktoroknál igen nehéz probléma, tekintettel a korlátozott térfogatra és teherbíróképességre. A *Lenin* jégtörő



reaktorainál védelemként egyenlő térfogatú víz- és acél-rétegeket alkalmaztak. A vizet zárt körben cirkuláltatják és nyers tengervízzel hűtött hőcserélőn vezetik keresztül. Az energia-termelő berendezés össz-súlya 3017 tonna, ebből a biológiai védelemre 1963 tonna esik.

Még egy érdekes reaktortervet említünk meg, az Angliában épülő *Zenithet*, amely 1959-ben lép üzembe. Ez tulajdonképpen egy szubkritikus rendszer, amely „gázfűtéssel” dolgozik és éppen a magas hőmérséklet okozta hatások vizsgálata a célja. A külső hőcserélőkben felhevített gáz 950 °C-on lép be a zónába, amelyben 235 fűtőelem helyezkedik el. A fűtőelemek grafitcsövekbe zárt dúsított U, kerámikus Th és grafitsemcsék.

Érdemes megemlíteni, hogy az első Genfi Konferencia idején a világon még csak három olyan reaktor működött, amelynek fluxusa nagyobb volt  $5 \times 10^{13}$  n/cm<sup>2</sup> sec-nál, ma pedig már sok olyan reaktor van, amelynek fluxusa  $10^{14}$  n/cm<sup>2</sup>sec nagyságrendbe esik.



A Lenin jégtörő hajó

Érdeklődéssel vártuk az OMRE-ről (Organic Moderated Reactor Experiment) tartott előadást. Ezt a polifenilekkel moderált és hűtött reaktort 1957 szeptemberében helyezték üzembe és azóta kisebb-nagyobb megszakításokkal működik. Üzemeltetési tapasztalatai nagyon kedvezőnek mondhatók. Az alacsony gőznyomás olcsóvá teszi a konstrukciót. Maga a moderátoranyag is viszonylag olcsó, kereskedelemben kapható difenil-terfenil keverék. A szerkezetben elkerülhető a rozsdamentes acél és az egyéb speciálisan ötvözött anyagok alkalmazása, mivel az organikus moderátor nem okoz korróziót a szokásos acélokon sem. Az OMRE összes csővezetékei normális szénacélból készültek, csupán a reaktor-tartály anyaga alacsonyán ötvözött acél. Nagyon kicsi az indukált aktivitás, ennek következtében az egész primér kör üzem alatt is hozzáférhető. A szivattyútérben mért átlagos dózisintenzitás 13 mr/ó (vízmoderátoros rendszereknél többszáz mr/ó a megfelelő érték). Az előadás konklúziója szerint az organikus anyagok beváltották a hozzájuk fűzött reményeket és érdemes foglalkozni ezzel a nem túlságosan fel-derített területtel.

## Alapvető kutatások

Jóllehet a konferencia hivatalos címe „Az atomenergia békés felhasználása” volt, az alapvető jellegű magfizikai kutatásokkal igen sok előadás foglalkozott. A konferenciára az alapvető kutatásokról 105, az elemi részecskék fizikájáról és nagyenergiájú gyorsítókra 42 dolgozatot küldtek be. Az előadásokat tárgykörüket tekintve nem specializálták néhány témakör köré, így nem igen lehet valamilyen egységes képet adni róluk. A magfizikai vizsgálatoknak kb. a fele neutronfizikai és hasadási mérésekből állt, másik fele azonban a legnagyobb változatosságot mutatta a magfizika (sőt, a reaktorokkal összefüggő szilárd anyag fizika) tudományán belül. Hasonló képet mutattak az elemi részecskékről szóló előadások is. A konferencia reprezentatív jellegénél fogva olyan előadásokat is napirendjére vett, melyek az elmúlt három év nagyobb jelentőségű, de azóta részben vagy teljesen már publikált vizsgálatairól összefoglaló jellegű beszámolót adtak. A következőkben néhány érdekesebb előadást vázlatosan ismertetünk.

Az újonnan épült gyorsítóberendezések közül kétségtelenül az Egyesített Atommagkutató Intézet 10 GeV-os szinkrofazotronja állt az érdeklődés középpontjában, amely jelenleg a világ legnagyobb működő gyorsítóberendezése. A berendezést 1957 februárjában helyezték üzembe, s 1957 májusában elérték vele a 10 GeV-os energiát. A szinkrofazotron injektora egy lineáris gyorsító, amely 300  $\mu$ sec idő alatt  $10^{11}$  részecskét lő a gyorsítóterbe. Az ilyen nagyméretű gyorsító berendezéseknél egyébként az intenzitásprobléma igen súlyos, mert a gyorsítás folyamán a részecskeáram nagy része elvész. A felmerülő nehézségeket a következő példa is érzékeltetheti: a részecske fázisoszcillációja és a mágneses tér valamelyik felharmonikusa rezonanciába jöhet, és ez szétszórhatja a nyalábot. A dubnai szinkrofazotronnál a 600, ill. 1200 Hz-es oszcilláció, amely a mágneses térnek csak 1/1000-ed %-át tette ki, az intenzitás 80%-os csökkenését vonta maga után, míg ezt is ki nem küszöbölték.

Az elkészült gyorsítóberendezéssel az Intézet fizikusai be fognak kapcsolódni az elemi részecske kutatás menetébe. Kidolgozták a hátlap nélküli emulziók technikáját, s így vastag emulziós csomagokat lehet majd besugározni. Kísérleteket akarnak végezni antiprotonokkal is. Az antiprotonokat az eddigi kísérletekben nem választották külön a mezonnyalábtól, s utóbbinak az intenzitása  $10^4$ – $10^5$ -szerese az antiprotonénak. Veksler és Petukov egy módszert javasoltak a két nyaláb széjjelválasztására. A gyorsított protonnyalábot 70 kis csomagra bontják egy szaggató segítségével; így a targetból kijövő — mezon és antiproton nyaláb is csomagokból fog állni. Mágneses elhajlítóval egy impulzus-intervallumot ki lehet szűrni; azon belül a — mezonok gyorsabban haladnak, mint az antiprotonok, ezért kb. 50 m befutása után a — mezon és antiproton csomagok már nem



egyszerre, hanem időben egymás után követik egymást. Megfelelően szinkronizált elektrosztatikus elhajlítóval a két csomagot ellenkező irányba lehet küldeni.

Nagyenergiájú gyorsítóval végzett mérésről ad számot Hofstadter beszámolója, amely a proton és neutron struktúrájával foglalkozik. 1954 óta 200–600 MeV-os elektronok szórását vizsgálva nukleonok elektromágneses méretét határozta meg. (Ebben az energiatartományban ugyanis az elektronok de Broglie-hullámhossza  $10^{-13}$  cm nagyságrendben mozog, így a szórásnál a mag semmiképpen sem tekinthető pontszerűnek.) Ha a proton „töltéeloszlására” valamilyen feltevessel élünk, a szórási kísérletek megadják a proton méretét. Exponenciális töltéeloszlást véve a proton négyzetes középsugara  $0,8 \cdot 10^{-13}$  cm-nek adódott. A neutron geometriai méretét a deuteron és a proton szórási adataiból lehet kiszámítani. A deuteronban ugyanis a neutron csak igen lazán van kötve, s így elegendően nagy impulzusátadás esetén a neutron szabadnak tekinthető, és a deuteron protonja és neutronja által okozott szórás inkoherensen adódik össze. A neutron-elektron szórás a neutron mágneses momentuma okozza, s a szórás ennek térbeli kiterjedését határozza meg. A kísérlet szerint ez szintén  $0,8 \cdot 10^{-13}$  cm sugarú térrészen oszlik el. Kézenfekvő a feltevés, hogy ilyen kis méreteknél esetleg a szórási hatáskeresztmetszetet megadó kvantumelektrodinamika törvényei nem igazak már, s a szórási kép ezért tér el a pontszerű töltéssel számítottól. Hofstadter szerint nem valószínű, hogy az egész eltérést ennek lehessen tulajdonítani, mindazonáltal ennek is lehet szerepe a szórásban. A kvantumelektrodinamika érvényességét ezért a szerző közvetlenül nagy energiájú elektron-elektron szórással kívánja ellenőrizni.

Az elmúlt évek egyik legnagyobb jelentőségű eredménye a gyenge kölcsönhatások vizsgálatából adódott. Lee és Yang feltevése nyomán számos kísérletet végeztek a paritás-megmaradás kísérleti ellenőrzésére, és megállapították, hogy a gyenge kölcsönhatások nem invariánsak a térbeli koordináták tükrözésével szemben. Lee, Yang, Landau és mások elmélete a részecskék és antirészecskék között igen szép szimmetria-tulajdonságokat állított fel. A konferencián a gyenge kölcsönhatások vizsgálatáról Wu számolt be, aki a legelső kísérletet végezte a paritás meg nem maradás igazolására.

A 100-as rendszám körüli transzurán elemek előállítása közvetlen neutron-besugárással már nehézkes. Ezeket nehéz ionokkal végzett magreakciók segítségével hozzák létre. (A 101-es rend-

számú mendeleviumot a 99-es einsteiniumnak alfa-részekkel való bombázásával mutatták ki.) Ezért a nehéz ionokkal végzett reakciók egyre nagyobb jelentőségűek a magfizikában. Másik előnyük, hogy segítségükkel igen nagy gerjesztési energiát, ill. impulzusmomentumot ( $\sim 50 \hbar$ ) lehet a magnak adni. A nehéz ionokat azonban nagyon fel kell gyorsítani, másképp a magas Coulomb-gát miatt nem jöhet létre a magreakció. Flerov összefoglaló előadásában ismertette azokat a kísérleteket, melyek nagy energiájú, és kellően intenzív nehézion nyaláb előállítását célozzák.

Közönséges ciklotronban úgy lehet 100 MeV körüli energiát adni a nehéz ionoknak, hogy többszörösen ionizálják azokat. Az első kísérletben, melyet Alvarez és munkatársai végeztek, a többszörös ionizációt rábízták a ciklotron vákuumkamrájában levő gázmaradéokra. Ez azonban a részecskenyaláb energiaspektrumát teljesen folytonossá teszi, s az intenzitás is igen kicsi lesz. A Szovjet Tudományos Akadémia Atomenergia Intézetében négyszeresen ionizált  $C^{12}$ , ötszörösen ionizált  $N^{14}$  és  $O^{16}$  és hatszorosan ionizált  $O^{16}$  atomokat lőnek a ciklotronba, s így  $0,1$ – $5 \mu A$ , 100 MeV. körüli energiájú nehézion nyalábot nyernek. A nehéz ionokkal végezhető kísérletek három csoportba oszthatók.

1. Távoli kölcsönhatás. Itt csak a Coulomb-tér játszik szerepet. Ilyen Coulomb-gerjesztést háromszorosan töltött nitrogén ionokkal csináltak.

2. Felületi direkt kölcsönhatás a bombázó és bombázott mag között. Itt mind a bombázó, mind a bombázott mag adhat le, ill. vehet fel protont, neutronot vagy alfa-részecskét.

3. A két mag közt teljes fúzió jön létre. Ebben az esetben a közbenső mag nagyon nagy gerjesztési energiát kap ( $\sim 75$  MeV.), és néhány nukleon elpárologhat, vagy nagy rendszámú mag esetén hasadás jön létre. Utóbbi körülmény nehezíti a transzurán elemek előállítását.

A nehéz ionokkal végzett magreakciók technikája még csak néhány éves. Speciálisan erre a célra épült nagyáramú gyorsítók minden bizonnyal sok új vizsgálatot fognak lehetővé tenni.

Általánosságban az egész konferenciáról azt lehet mondani, hogy nagy „szenzációkat” nem hozott, de óriási anyagot és ezek között számtalan igen értékeset adott, amelyek az atomenergia békés felhasználásával foglalkozó fizikusok, vegyészek és műszaki szakemberek munkájához éveken keresztül nagy segítséget nyújtanak.

Berkes István—Szabó Ferenc  
Központi Fizikai Kutató Intézet



## A szabályozott termonukleáris reakciók vizsgálata a Szovjetunióban

*Az 1958. szeptember 1 és 13 között megrendezett 2. genfi nemzetközi atomenergia-konferencia egyik fontos programpontja volt a termonukleáris kutatások helyzetének megbeszélése. A konferencián Teller Ede az amerikai, P. C. Thoneman az angol, és L. A. Arcimovics a szovjet eredményeket ismertette. Arcimovics professzor a szovjet eredményeken kívül összefoglalta előadásában az egész problémakört. A teljes előadás nagyon hosszú, ezért rövidítve közöljük; ott rövidítettünk, ahol részletproblémáról van szó. Ahol szükségesnek látszott, a kihagyott részt röviden összefoglaltuk. Az ilyen összefoglalások kisebb betűvel vannak szedve.*

1. Már régóta újra meg újra felvetődött az a gondolat, hogy könnyű atommagok szintézisért hasznosító termonukleáris reakciókkal kellene energiát termelni. Hosszú ideig azonban nem volt semmi kézzelfogható eredménye az előkészítő munkának. Sőt, sok év kellett ahhoz, hogy egyáltalán reménykedni lehessen a probléma megoldhatóságában. De amikor jogossá vált a remény, a kísérletek köre igen gyorsan kiterjedt. A magtechnika legfontosabb problémájává lett a termonukleáris reakciók különböző megvalósítási módjainak kifejlesztése.

Sokáig egymástól teljesen elszigetelten dolgoztak az egyes országok fizikusai. A szigorú titkoság enyhítése nagyon meggyorsította a tudományos vizsgálatokat. Amíg azt tartották, hogy az eredmények publikálásának veszélyeit nem ellensúlyozzák a külföldről kapott tudományos információk, lanyhán folyt a kutatás. 1956-ban következett be jelentős változás, amikor — elsőként — nyilvánosságra hoztak bizonyos szovjet eredményeket. Ezt fokozatosan angol és amerikai cikkek megjelenése követte. Megkezdődhetett a különféle elgondolások és az eredmények kölcsönös megismerése. Ennek jelentősége kiszámíthatatlan a szabályozott termonukleáris reakciók tudományos és technikai rejtvényének megfejtésében.

A széleskörű kutatások ellenére sem jutottunk még túl különböző leegyszerűsített modellek kipróbálásán. Egyik modell sincs még annyira kifejlesztve, hogy azt mondhatnánk: eredményt értünk el. Egy látszik bizonyosnak: a mágneses összetartás (hőszigetelés) jó módszereinek kifejlesztésével juthatunk el a megoldáshoz. Meg kell ismerni a forró plazma erős mágneses térben való viselkedését, és meg kell találni ismereteink helyes gyakorlati alkalmazásának módját.

2. A mágneses teret többféleképpen lehet felhasználni hőszigetelésre és a plazma melegítésére. A módszereket két fő csoportba oszthatjuk. Az elsőbe azok tartoznak, amelyeknél a plazmát elektromágneses erők gyorsítják; a másodikba pedig azok, amelyeknél a plazma egyensúlyi állapotban van. A második esetben elektromágneses nyomás ellensúlyozza a plazma nyomását. A két módszer különbségét világosabban láthatjuk, ha a magnetohidrodinamika egyenleteit használjuk.

A magnetohidrodinamika elektromosan vezető folyadékok mágneses térbeli mozgásával foglalkozik, a mozgás általános törvényeivel. Bizonyos feltételek mellett, amikről most feltesszük, hogy teljesülnek, a plazma makroszkópikus szempontból analógnak tekinthető a vezető folyadékokkal. A plazma elektromágneses erők hatására végzett mozgását a következő egyenlet írja le:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H} - \text{grad } p. \quad (1)$$

Itt  $\mathbf{v}$ -vel és  $\rho$ -val az elektromágneses erők és a nyomás-különbség hatása alatt mozgó plazma egy-egységi térfogatának sebességét, illetve sűrűségét jelöltük. Az egyenlet minden tagja a plazma egy-egységi térfogatra vonatkozik. A jobboldal első tagja írja le a plazmára ható elektromágneses erőt. Ennek tulajdonítható a mágneses tér és a plazmában folyó áram kölcsönhatása ( $\mathbf{H}$  a mágneses térerősség,  $\mathbf{j}$  az áramsűrűség).

Elég egy pillantás az egyenletre, hogy lássuk: két szélső eset lehetséges. Mind a kettő az összetartási módszerek egy-egy nagy csoportjára jellemző.

Ha a gáz kinetikus nyomása viszonylag kicsi, akkor az elektromágneses erőket csak a tehetetlenségi erő ellensúlyozza:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}$$

Ilyen körülmények között az elektromágneses erők hatására a plazmának, mint egésznek van valamilyen áramlási sebessége. Az áramlási sebesség lényegesen nagyobb lehet az ionok rendezetlen termikus mozgásának sebességénél. Ezért a mágneses térben történt felgyorsulás kinetikus energiája felhasználható a plazma további melegítésére (olyan folyamatokkal, ahol a kompressziós hatások összegeződnek, vagy felgyorsított plazmoidok cél tárgyba ütköztetésével, stb.). Ennek az elvnek a különböző gyakorlati megvalósításairól később beszélünk.

A plazma és a mágneses tér ilyen típusú kölcsönhatásait a folyamat rövid időtartama jellemzi. Nagyságrendben  $a/v$  az időtartam. Itt  $a$  az a távolság, amin a plazma a gyorsító erők hatására elmozdul,  $v$  az elért sebesség. A gyakorlatilag érdekes esetekben  $10^{-6}$ – $10^{-5}$  másodpercig tart a mozgás. A rövid, impulzusszerű folyamatoknak akkor van lényeges szerepük, ha felhasználhatók a plazma melegítésének első fázisaként. Ebben az első fázisban a kinetikus energia hővé alakul. Ezen kívül kialakul bizonyos kvázistacionárius állapot, amelyben az első fázis után még meglevő gyors tehetetlenségi mozgás nagyon hamar lecsillapodik.



Ellenkező a helyzet, ha a plazma gyorsulása kicsiny és az egyenlet baloldalán levő „tehetetlenségi tag” elhanyagolható a nyomás-gradiens mellett. Ekkor a gáz kinetikus nyomása és a mágneses nyomás tartósan egyensúlyban van:

$$\text{grad } p = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}.$$

Sokféleképpen hozható létre ilyen — mágneses térben kialakuló kvázistacionárius állapotnak megfelelő — egyensúlyi plazma-alakzat. A következő irányzatok kezdenek többé-kevésbé világosan kirajzolódni:

a) a plazma összetartása és melegítése olyan berendezésekkel, amelyeknél a zárt körben folyó erős kisülési áramot külső feszültségforrás hozza létre és külső mágneses tér stabilizálja;

b) mágneses csapdák kifejlesztése, amelyekben a belőtt gyors részecskék összegyűjtésével lehet nagy hőmérsékletű plazmát létrehozni.

Nyilvánvaló, hogy nem teljes a nagy hőmérsékletű plazma előállítás módszereinek ilyen osztályozása. A cikkben mégis hasznos lesz, mert megfelel a Szovjetunióban folyó szabályozott termionukleáris kutatások fő irányainak.

3. Mielőtt az elméleti és kísérleti eredményeket ismertetném, szeretnék a jövő termionukleáris reaktorának néhány általános jellemzőjével foglalkozni. Természetesen teljes mértékben tudatában vagyok annak, hogy ismereteink mai fokán az ilyen kérdések bármilyen vizsgálata kizárólag az emberi leleményesség végső győzelmébe vetett hitünkön alapszik.

Első megjegyzésünk az, hogy a rendszernek ki kell elégíteni egy alapvető feltételt, teljesen függetlenül attól, hogy technikailag milyen mágneses rendszerrel oldjuk meg a problémát. Ez a feltétel a következő: a fúzióval felszabaduló energiának jóval nagyobbak kell lennie annál, amit a nagyhőmérsékletű plazma fenntartására külső forrásból elhasználunk.

Egyszerűen belátható, hogy ez a feltétel így írható fel a termionukleáris generátort jellemző fontosabb paraméterek segítségével:

$$H^2 \tau > A(1 - \eta). \quad (2)$$

Ebben a képletben  $H$  a plazmát összetartó mágneses tér erőssége,  $\tau$  az az idő, ameddig a nagy hőmérséklet fenntartható,  $\eta$  a plazma termikus energiájának az a hányada, ami a ciklus végéig elektromos energiává alakul,  $A$  pedig a magüzemanyag fajtájától függő konstans. A konstans értéke a legoptimistább feltevések mellett tiszta deutérium esetén  $10^{10}$ , egyenlő arányú D—T keverék esetén  $10^8$ . A konstans kiszámításánál azt is feltettük, hogy a termionukleáris reakciók az „optimális hőmérsékleten” mennek végbe. Az optimális hőmérséklet deutériumra mintegy 50 keV ( $5 \cdot 10^8$  fok), D—T keverékre 15 keV ( $1,5 \cdot 10^8$  fok).

A (2) feltételből következik, hogy ha csak rövid ideig tudjuk fenntartani a nagy hőmérsékletet, nagyon erős mágneses térre van szükség.

Ha jelenlegi elektrotechnikai lehetőségeink mellett ki akarjuk elégíteni a feltételt, több másodpercig, sőt több tíz másodpercig együtt kell tartanunk a plazmát. Ha pl.  $\tau = 10$  másodperc, tiszta deutériummal működő generátorban már csak mintegy 30 000 oersted erősségű teret kell létrehozni. Ez még stacionárius üzem esetén is a technikai megvalósíthatóság határain belül van. Azonban hangsúlyoznunk kell, hogy ebben az esetben a generátor egységnyi térfogatában nagyon kis energia keletkezik. Ezért ahhoz, hogy egy ilyen összetett készülék működni tudjon, óriási méretre van szükség.

4. Vizsgáljuk meg a termionukleáris energia elektromos energiává való direkt átalakításának problémáját. A fúziós reakciók során felszabaduló energia két különböző részből áll. Ezeknek más-más szerepük van a termionukleáris generátor működésében. A neutronok által elvitt energia nincs hatással a plazmában lezajló folyamatokra. Az elektromos energia termelésében ez a rész legfeljebb 0,3-as határfokkal vesz részt. (Ugyanekkora a konvencionális, nehéz magok hasadását felhasználó atomerőművek megfelelő határfoka.) A fúziós energia másik része a reakcióban keletkező töltött részecskék energiája. Ez az energia közvetlenül a plazmában keletkezik, emeli annak hőmérsékletét, és egyhez közeli határfokkal elektromos energiává alakítható.

A közvetlen átalakítást az teszi lehetővé, hogy a hőszigetelés miatt erős mágneses tér veszi körül a nagy hőmérsékletű magüzemanyagot. Ez a mágneses tér úgy viselkedik, mintha rugalmas anyag nyomná össze a plazmát. A plazma melegítésekor munkát kell végezni a mágneses nyomás ellenében, a hőenergia rovására. Tehát a hőenergia egy része így elektromos energiává alakul. Ha a plazma maximális hőmérséklete az expanzió kezdetekor  $T_1$ , minimális hőmérséklete pedig, amire a ciklus végére lehűlt,  $T_2$ , akkor  $\eta$  maximális értékét az ismerős képlet adja meg:

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Az előzőkből következik, hogy — legalábbis elvben — a határfokok egyhez közelívé tehetjük, ha a generátor termikus ciklusának maximális hőmérsékletét nagyon nagyra és így a  $T_2/T_1$  hányadost elég kicsivé tudjuk tenni.

Nem szabad azonban elfelejtenünk, hogy csak akkor érhetünk el jelentős hőmérséklet-csökkenést az expanziókor, ha a plazma térfogata eléggé kiterjed. Esetünkben, adiabatikus expanzióval a hőmérséklet fordítva arányos  $V^{2/3}$ -al.  $V$  a plazma térfogata. Ezért, ha a termikus energia nagy részét elektromos energiává akarjuk alakítani, a plazma által elfoglalt térfogatot többszörösére kell növelni. Ebből viszont az következik, hogy a plazma éppen abban a periódusban, amikor hőmérséklete maximális és termionukleáris energiát termel, a generátor vákuumkamrájának csak nagyon kis részét foglalja el. A fennmaradó térfogatot egyedül az



erős mágneses tér tölti meg. Ha tehát  $\eta$ -t egyhez közeleink választjuk, csak a generátor kis részét használhatjuk ki. Valószínűleg — kompromisszumot kötve — legfeljebb 0,75-nek választják majd  $\eta$  értékét.

A termikus energia közvetlen elektromos energiává alakításának fő előnye az, hogy így sokkal kisebb az irreverzibilis hővesztés. (Az irreverzibilis veszteség  $1-\eta$ -val arányos.) Ezen kívül kisebb a plazmát bezáró tartály falának termikus igénybevétele.

5. A legtöbb módszernél deutérium vagy deutérium-trícium keverék az energiaforrás. Nyilvánvaló, hogy a D—T keveréké a jövő. Fő előnye a reakció nagy hatáskeresztmetszete. A gyakorlatilag szóba jövő hőmérsékleti tartományban egyenlő arányú D—T keverékben két nagyságrenddel nagyobb a reakciók száma (a yield), mint tiszta deutériumban. A konvencionális atomreaktorokból nyert trícium ugyan ma még nagyon drága, de ez csak átmeneti akadály. Ugyanis vannak olyan módszerek, amelyek segítségével könnyen pótolható a termonukleáris generátorban elhasznált trícium.

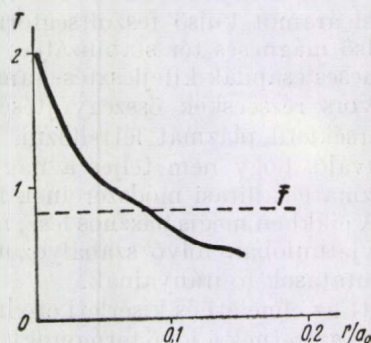
Minden elemi D—T reakciónál elvész egy trícium-mag, és keletkezik egy gyors, 14,1 MeV energiájú neutron. Ez elhagyja a plazmát. A kezdeti neutronfluxust lényegesen megnövelhetjük úgy, hogy a generátort elég vastag rétegben körülvevesszük olyan anyaggal, amiben a gyors neutronok ( $n, 2n$ ) reakciót hoznak létre. Használhatunk pl. berilliumot, vagy egyes nehéz elemeket, pl. ólmot vagy bizmutot. Ezeknek az anyagoknak lényegesen nagyobb az ( $n, 2n$ ) hatáskeresztmetszete, mint a többi szóba jöhető anyagoké. Ha valamelyikkel körülvevesszük a termonukleáris reaktort, a neutronok száma durván 1,5—2-szeresre nő. A megnövekedett neutron-fluxust fel lehet használni trícium előállítására,  $\text{Li}^6$  szétbontása útján. Az ( $n, 2n$ ) reakciók és a tríciumot termelő reakciók analízise azt mutatja, hogy a legkonzervatívabb becslés esetén is nagyobb egynél a termonukleáris reaktorban keletkező és elhasznált trícium-magok aránya.

Ilyen módon tehát D—T keverék használatával olyan viszonyokat hozhatunk létre, hogy még növelhetjük is trícium-készleteinket. Ameddig nem fenyeget a  $\text{Li}^6$ -készletek kimerülésének veszélye, a termonukleáris reaktorok D—T keverékkel dolgozhatnak, a trícium regenerációjával. Ha valami ok miatt a trícium-regenerációt mégsem lehetne felhasználni, a deutérium felhasználását kellene megkezdeni. De a D—D reakcióban trícium keletkezik, így akkor is tríciummal állíthatnánk elő az energia nagy részét.

Ezek után vizsgáljuk meg azokat az elméleti és kísérleti eredményeket, amiket az utóbbi években a szabályozott termonukleáris reakciók vizsgálata terén a Szovjetunióban értek. Elsősorban azokkal a jelenleg is folyó kutatásokkal foglalkozunk, amelyeket eddig még nem ismertettek tágabb körben. Az anyagot olyan felosztásban tárgyaljuk, ahogyan fentebb a kutatási irányokat felosztottuk.

## I. Rövid impulzusokból álló folyamatok

6. A rövid impulzusokból álló folyamatok közül főleg a ritkított deutériumban végbemenő nagy-energiájú impulzus-kisüléseket vizsgálták. A vizsgálatok fő célja az, hogy a plazmában nagy sűrűséget és nagy hőmérsékletet hozzanak létre rövid időre. Az egyenes kisülési csőben vagy toroid-kamrában levő plazmát elektromágneses erők mozgatják. A kisülés kezdetén a plazma a kisülési cső tengelyébe húzódik össze a pinch-effektus következtében. Ez az összehúzódás gyors oszcilláció első fázisa. A hőmérséklet és a sűrűség akkor a legnagyobb, amikor a plazma-fonál átmérője a legkisebb.



1. ábra

Az impulzus-kisülések elméleti vizsgálata elég nehéz. A bonyolult perciális differenciálegyenlet-rendszereket elektronikus számológépen oldották meg. Így megkapták a plazma sűrűségét, hőmérsékletét és áramlási sebességét, az áramsűrűség eloszlását, a mágneses és az elektromos térerősséget. Az eredményeket, ahol lehetett, kísérletileg ellenőrizték, és kielégítő egyezést találtak. Ezért az elméleti eredményeket azoknál a mennyiségeknél is elfogadjuk, amelyek nem ellenőrizhetők közvetlenül kísérletileg.

A kisülés egyik legfontosabb jellemzője a maximális hőmérséklet.

A számítások szerint a plazma-oszlop első összehúzódásakor a hőmérséklet keV-ban legalább

$$T = 4,6 \cdot 10^{12} \frac{I^2}{N}, \quad (3)$$

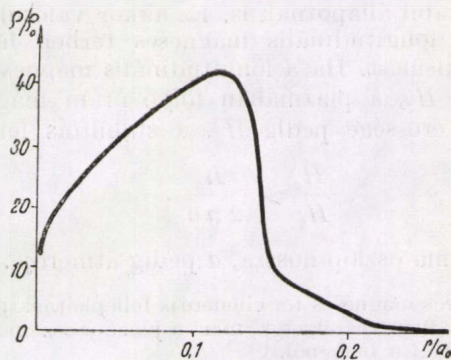
itt  $I$  az áram erőssége kA-ban,  $N$  pedig az egyik vagy másik előjelű részecskék száma a plazma-oszlop egységnyi hosszúságú szakaszán. A leveztésnél fel kell tenni, hogy az ionok és az elektronok között ideális a hőcserélődés. Az 1. ábrán láthatjuk a hőmérséklet eloszlását a plazma-oszlop sugara mentén. A tengely közelében a lökeshullámok összegeződő hatása miatt nagyon nagy a hőmérséklet.

A 2. rajzon a sűrűség-eloszlást láthatjuk az összehúzódás pillanatában. A maximális sűrűség ekkor a gáz eredeti sűrűségének 30—40-szerese. Az elméletileg meghatározott sűrűség-eloszlás érdekessége az, hogy nem a tengelynél legnagyobb a sűrűség. Ennek az az oka, hogy a hőmérséklet a tengely mellett nagyon nagyra nő.



7. Az utóbbi években végzett kísérletek az 1956-ban ismertetett vizsgálatok folytatásának tekinthetők. A fő cél a régebbinél nagyobb hőmérséklet elérése volt.

A konstrukció megjavításával sikerült növelni a kisülési cső egységnyi hosszára jutó feszültséget és csökkenteni a szórt inductanciákat. Ennek eredményeképpen nagyobb lett az áram növekedésének sebessége, az első kontrakció alatt folyó áram pedig elérte az 500 kA-t (50 cm hosszú, 40 cm átmérőjű kisülési csőben). A hőmérséklet 3–4 millió fok felett volt. Az ilyen kisülésben keletkező neutronok a nagy hőmérséklet miatt termionukleáris eredetűek.



2. ábra

Ma már semmi jelentősége sem volna annak, hogy a neutronok termionukleáris eredetét bizonyítsuk vagy cáfoljuk. Nem érdemes különösebb figyelmet szentelni a kérdésnek. Éppen ezért nem ragaszkodunk feltétlenül ahhoz, hogy az említett kísérletekben valóban termionukleáris reakciók történtek.

Hadd gyötörje az újságírókat az a kérdés, hogy egy neutron vajon a termionukleáris reakciókból származók nemes fájához tartozik-e, vagy talán a gyanús gyorsítási folyamat kétes sarja! Ők gyötrődhetnek, de nem szabad, hogy ez a probléma kizökkentse nyugalmukból a szakembereket. Ha az impulzusonként jelentkező neutronok száma eléri a  $10^{12}$ -t, úgyis eloszlik minden kétség eredetüket illetően.

Egyelőre az gátolja még nagyobb hőmérséklet elérését, hogy a kisülési cső fala nagyon melegszik. Ennek megakadályozására több módszerrel is próbálkoznak.

A nagyenergiájú kisüléseken kívül más kísérletekkel is vizsgálták, hogy hogyan viselkedik a forró plazma az impulzus-kisülés közben. Nagy eredményeket értek el a plazma spektroszkópiai vizsgálatában. Sikerült lefényképezni a színek változását a kisülés alatt. Ennek segítségével megállapítható az ionizáció foka és a plazma sűrűsége. A gázban levő szennyező anyagok szíkvonalainak Doppler-kiszélesedéséből a plazma hőmérsékletére következtettek. Az így kapott hőmérséklet valamivel nagyobb annál, amit a (3) képlet alsó határaként ad.

Vizsgálták a plazmából jövő röntgen-sugárzás tulajdonságait és keletkezésének módját. A legkeményebb sugarak energiája 300 keV felett van, ha a csőre 35 kV-ot kapcsolnak. A feltevések szerint az ilyen nagyenergiájú sugarak keletkezését a plazmában kialakuló lökés-hullámok hatásának összegeződése teszi lehetővé.

A kisülési csőbe fúrt lyukakon ionokat hoztak ki a csőből és parabola-módszerrel mérték fajlagos töltésüket, valamint energiájukat. Azt találták, hogy a deuteronok energiája elérheti a 200 keV-ot.

Mi a jövője a nagyenergiájú impulzus-kisülésben való termionukleáris energia-termelésnek? Tisztán fizikai szempontból — végső fokon — minden az impulzus-kisülés két alapvető jellemzőjén múlik. Ezek:

a) a plazma-oszlop összehúzódásának mértéke, amit a minimális rádiusz ( $a$ ) jellemez;

b) az összenyomott állapotban eltöltött idő ( $t$ ).

Belátható, hogy a kisülésnek, mint energiaforrásnak a hatásfoka arányos az áramerősség négyzetével és  $t/a^2$ -tel. A  $t/a^2$ -re az elmélet nagyon különböző értékeket ad, aszerint, hogy mennyire vagyunk optimisták a számítás kiindulási adatainak a megválasztásában. De a hatásfok még a legoptimistább előfeltételek mellett is csak akkor éri el az egyet, ha óriási energiát koncentrálnak a rendszerben (D—T keverék esetén mintegy  $10^{10}$  joulet). Ezt az energiát tárolni kell, azután egy pillanat alatt át kell alakítani a kiterjedő plazma-oszlop mechanikai és termikus energiájává. Ez a folyamat olyan lenne, mint egy óriási robbanás. (Megfelelne 10 tonna TNT robbanásának.) Mai technikai lehetőségeink mellett nem tudnánk racionálisan hasznosítani ilyen óriási energiát, és a hatalmas, drága berendezést sem tudnánk megóvni a minden egyes impulzusnál megismétlődő rombolástól. Mégis az a véleményünk, hogy érdemes folytatni, sőt továbbfejleszteni az ilyen kísérleteket, mert váratlanul új tények felfedezéséhez vezethetnek, amelyek lényegesen befolyásolhatják a kutatások fejlődését.

A nagyenergiájú impulzus-kisülések elméleti és kísérleti vizsgálatában elsősorban a Szovjetunió Tudományos Akadémiájának Atomenergia-kutató Intézete vett részt, ezenkívül a Moszkvai Egyetem Fizikai Intézete, az Ukrán Fizikai-Technikai Intézet és a Szuhumi Elektronfizikai Intézet.

Vizsgálták a plazmának elektromágneses erővel, ún. elektromágneses ágyúban való felgyorsítását is. Plazmoidokat — kis, önálló plazma-csomagocskákat — hoznak létre, amikre a bennük folyó áram miatt gyorsítólag hat a külső mágneses tér. A plazmoidok sebessége eléri az  $5 \cdot 10^7$  cm/sec-ot, de valószínűleg még nagyobb is lehet. Azt remélik, hogy a kísérletek alapján ki lehet majd fejleszteni valamilyen módszert a forró plazma mágnes csapdába való belövésére.

Impulzusszerű termionukleáris reakciókat létre lehet hozni úgy is, hogy elektromágneses erők helyett közönséges robbanóanyagokkal állítunk elő nagy nyomást és nagy hőmérsékletet. A robbanóanyag (trinitrotoluol, vagy más, még erősebb) körülvesz egy kis, deutériummal vagy deutérium-trícium keverékkel töltött ampullát. Anélkül, hogy a kísérletek részleteit megtárgyalnánk, megjegyezzük, hogy sikerült olyan feltételeket találni, amelyek mellett teljes biztonsággal, reprodukálhatóan ki lehetett mutatni D+D és D+T reakciókból eredő neutronokat. A mérőberendezés a kísérlet során elpusztult. Azonban a neutron-impulzusból eredő jelek elérték a távolabb levő épületet, mielőtt a robbanás tönkretette volna a készüléket. Az 1952-ben végzett kísérleteknél sikerült észlelni gyors neutronokat, amelyek lényeges energiaveszteség nélkül mentek át a tölteten és



olyan neutronokat is, amelyek lelassultak a robbanóanyagon való áthaladáskor. Kétségtelenül meg lehetett állapítani, hogy a neutronok az anyag igen nagy hőmérsékletre való hevítése miatt keletkeznek.

Az ilyen folyamatok és az elektromágneses erőkkel történő komprimálás között az a fő különbség, hogy itt az anyag sűrűsége nagyon nagy, lényegesen meghaladja a szilárd anyag sűrűségét. Az anyag nagyon gyorsan felmelegszik, ezért a mágneses hőszigetelés nélkülözhető.

A termionukleáris energiatermelésnek ez a módja természetesen csak akkor gazdaságos, ha a keletkező energia fedezi a drága robbanóanyag árát. Emiatt sok energiát kell egyszerre felszabadítani. De a nagy robbanás energiája éppen úgy nem hasznosítható, mint a nagy impulzus-kisülése, amiről fentebb volt szó.

## II. Lassan növekvő áramú impulzus-kisülések toroid kamrában

8. Ha az áram lassan nő, a kisülés létrehozásának feltételei alapvetően különböznek a gyorsan kialakuló kisülés feltételeitől. A „gyors” és „lassú” kisülés között az áram növekedési idejének és a plazmaoszlop radiális tehetetlenségi oszcillációja rezgésidejének aránya alapján teszünk különbséget. Tisztított gázban végbemenő,  $10^5$ – $10^6$ . A csúcsáramú kisülés  $10^{-3}$  másodpercig tartó első félperiodusa alatt többszáz plazmaoszcilláció is végbemehet. Ilyenkor lassúnak mondjuk a kisülést. Gyors a kisülés viszont, ha az áram csúcsértékének elérése előtt csak egy-két plazmaoszcillációra van idő.

Lassú kisülésnél a plazma gázkinetikai nyomása ellensúlyozza az elektromágneses nyomást. A plazma-oszlopot ilyenkor Joule-hő melegíti fel.

Ebben az egyensúlyi állapotban csak akkor lehet a plazmát elég nagy hőmérsékletre hevíteni, ha teljesül a következő két feltétel:

- a) a plazma-oszlop nem érintkezik a fallal;
- b) a plazma egyensúlyi állapota egyszersmind stabil állapot.

A plazma-oszlop egyensúlyi és stabilitási feltételeit, valamint a melegítés törvényszerűségeit elméletileg *M. A. Leontovics* vezetésével vizsgálták meg az Atomenergia-kutató Intézetben. Munkájuk első eredményeként kimutatták, hogy a plazma-oszlop stabilitásának biztosítására a kisülési csövet szorosan körül kell venni vezető anyagból készült burkolattal. Másrészt megmutatták, hogy a plazmában folyó áram mágneses terén kívül szükség van a cső hossz tengelyének irányába mutató, külső tekercsekkel előállított stabilizáló mágneses térre is.

Két különböző stabil állapotra lehetett elméletileg következtetni. Az elsőnél az összehúzó plazma magával viszi a hosszanti tér minden olyan erővonalát, ami az összehúzó előtt a kisülési csőben volt („paramágneses plazma-oszlop”). Ebben az esetben a plazma-fonal belse-

jében közelítőleg  $H_0 \left(\frac{b}{a}\right)^2$  a longitudinális tér erőssége. Itt  $H_0$  a kezdeti térerősség,  $b$  és  $a$  pedig a kisülési cső és a plazma-oszlop sugara.

Ennek a stabil állapotnak az az előnye, hogy viszonylag gyenge mágneses térre van szükség a megvalósításához, továbbá, hogy az impulzus-kisülésben természetes módon kialakulnak az előfeltételei. Hátránya viszont, hogy — azonos  $I$  és  $N$  mellett — sokkal kisebb hőmérsékletet lehet csak elérni, mint amikor a mágneses tér egyenletesen oszlik el a kisülési csőben.

A magnetohidrodinamika szerint kell lenni egy másik stabil állapotnak is. Ez akkor valósul meg, ha erős longitudinális mágneses térben hozzuk létre a kisülést. Ha a longitudinális mágneses tér erőssége  $H_z$ , a plazmában folyó áram mágneses terének erőssége pedig  $H_\varphi$ , a stabilitás feltétele

$$\frac{H_z}{H_\varphi} > \frac{L}{2\pi a}. \quad (4)$$

$L$  a plazma-oszlop hossza,  $a$  pedig átmérője.

Az erős mágneses tér ellenére is felléphetnek perturbációk, de nem veszélyesek, mert a plazma-oszlopot nem mozdítják el a helyéből.

Ennek a módszernek az a fő előnye, hogy jóval magasabb hőmérsékletet lehet elérni, mint az előző esetben. Viszont hátránya, hogy  $3$ – $5 \cdot 10^4$  oerstedi erősségű mágneses teret kell létrehozni nagy térfogatban.

A valóságban bonyolultabb a helyzet az itt vázolt-nál. Ennek első oka, hogy a számítások alapja egy leegyszerűsített modell. A másik ok az, hogy a magnetohidrodinamika — lényegénél fogva — bizonyos részletek vizsgálatára nem alkalmazható. Ennek ellenére sokat ígérő mindkét módszer, érdemesnek látszott kísérletileg is foglalkozni velük.

9. Nézzük meg most a kísérleti eredményeket. A longitudinális mágneses térnek a kisülésre gyakorolt hatását vizsgálva jöttek rá, hogy a szovjet fizikusok által a gyors kisüléseknél már régebben felfedezett paramágneses effektus itt is fellép. Az effektus a plazma-oszlop összehúzását eredményezi, ha a longitudinális tér erőssége kicsi.

Az első kísérleteket szigetelő anyagból (üvegből, kvareből, porcelánból) készült toroid-kamrában végezték. A kamra falából azonban nagyon sok gáz szabadult fel és ezért csak viszonylag nagy gáznyomásnál és kis energiánál lehetett kísérleteket végezni.

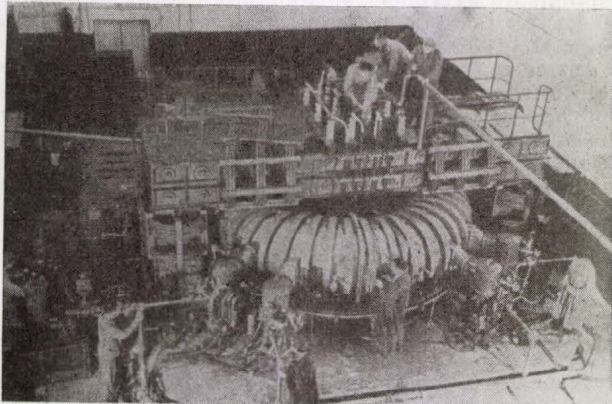
Igen gyors filmfelvételekkel és más módszerekkel kimutatták, hogy a nagy hőmérséklet elérését a plazma-fonál instabilitása akadályozza meg. Az instabilitás oka pedig a szennyeződés. Ezt úgy bizonyították be, hogy olyan kisülést hoztak létre, ami kezdetben csak egy vékony plazma-fonalból állt, a kisülési cső közepén. A fonal azután kiterjedt és elérte a falat. A kisülés addig, amíg a plazma nem ért a falhoz, stabil volt, ha különben teljesült a (4) stabilitási feltétel.

Fémfalú kamrában nagyobb tisztaságot lehet elérni. Ezért az Atomenergia-kutató Intézetben több nagy berendezést építettek fémfalú toroid-kamrával. Az egyiknek az adatai (3–4. ábra): A kamra  $0,2$  mm vastag rozsdamentes acélból készült. Ezt egymástól elszigetelt részekből álló,  $2$  cm vastag réz-köpeny veszi körül. A toroid kamra belső átmérője fél méter, a tórusz középvonalának átmérője  $1,25$  m. A kamra egy légmagos transzformátor szekunder tekercse. A  $20$  menetes primér tekercset vastag rézszalagból készítették. A longitudinális mágneses teret a réz-köpenyre csévelt tekercs állítja elő.



Maximálisan 12 000 oerstedet lehet elérni. A készüléket ellátó kondenzátor-telepben 1,2 millió joule energiát lehet tárolni. A legnagyobb áram a plazmában 400 kA.

A még folyó kísérletek eddigi eredményei nagyjából megerősítik az elméleti várakozásokat. Azonban a hőmérséklet kisebb a számítotttnál. Ismeretlen okok miatt akkor is beszenneveződik — és emiatt lehül — a plazma, amikor egyáltalán nem ér a falhoz. Ennek a szennyeződésnek a megszüntetésén dolgoznak pillanatnyilag.



3. ábra

### III. Mágneses csapdák

10. A „mágneses csapda” kifejezést tulajdonképpen minden nagy hőmérséklet előállítására szolgáló készülékre használhatnák, ami a plazma mágneses összetartásán alapul. Azonban csak az ilyen berendezések egy bizonyos típusát nevezzük így.

Az eddig tárgyalt készüléknél a forró anyag együtttartásában a külső feszültségforrás segítségével a plazmában létrehozott áram mágneses terének volt fő szerepe. Ebből következik, hogy a részecskék mintegy „magukat tartják együtt”, a saját maguk által keltett mágneses tér révén. A külső mágneses térnek csak kisegítő szerepe van, orvosság az instabilitás ellen. Ha nagy áram folyik a plazmában, a  $p$  hidrodinamikai nyomás  $H^2/8\pi$ . Ezért a plazma erősen visszahat a mágneses térre, aminek a következtében jellegzetes instabilitások lépnek fel.

A mágneses csapda kifejezést olyan rendszerekre használjuk, amelyekben — az eddig tárgyaltakkal ellentétben — kizárólag a külső mágneses tér tartja együtt a plazmát. Az ilyen készülékekben a plazmában folyó áramnak nincs döntő szerepe. Tehát a mágneses csapdában olyan feltételek uralkodnak, hogy ott  $8\pi p/H^2$  kicsi egyhez képest és ezért a ritkított plazmának nincs észrevehető hatása a külső mágneses térre.

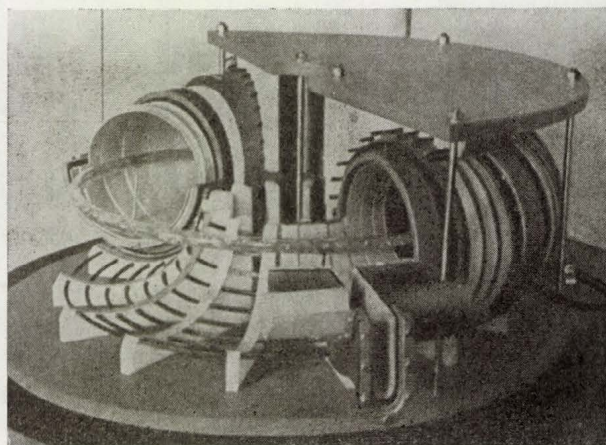
Többféle módszerrel hozhatunk létre igen forró anyagot a mágneses csapdában. Az egyik lehetőség az, hogy a mágneses rendszert megtöltjük gyors ionokkal, amiket pl. nagy teljesítményű gyorsítóval lövünk bele. Egy másik módszer az, hogy a csapdát plazmával töltjük meg, azután ezt a plazmát változó mágneses térrel vagy nagyfrekvenciás elektromágneses térrel felmelegítjük. Egy harmadik módszernél a csapda belsejében hozunk

létre gyors ionokat. Kívülről konstans vagy változó elektromos tér segítségével vihetünk be ionokat és bent, a plazmában, fel lehet gyorsítani őket.

Sok szovjet fizikus foglalkozott legalább is elvileg megépíthető mágneses csapdák tervezésével. Szaharov és Tamm munkái indították meg a kérdés vizsgálatát. Tőlük származik 1950-ből az első mágneses termonukleáris reaktor-modell. Azt javasolták, hogy toroid kamrában, a kamrára csévelt tekercsel létrehozott erős longitudinális mágneses térben ionizáljanak és melegítsenek fel ritkított deutériumot.

Ennek a rendszernek, mint a mágneses csapda prototípusának, alapvető hiányosságai vannak. A toroid belsejében inhomogén a tér, ezért az összes részecskének lesz egy, az erővonalakra merőleges sebesség-komponense is. Ezért minden részecske a falba ütközik. A toroid generátor-modell megszerkesztői tisztában voltak ezzel a körülménnyel. Később megmutatták, hogy ezt a zavaró mozgást a plazma áramának mágneses tere meg tudja akadályozni.

A további kutatások beigazolták az eredeti ötlet termékeny voltát. Különböző mágneses rendszereket alkottak, amelyek a részecskéket a tér egy bizonyos részében tartják. Azonban az ideális csapdát, ami minden részecskét bezár, bármerre is mozog, még nem sikerült megvalósítani. Még nem sikerült eldönteni, hogy egyáltalán megvalósítható-e.



4. ábra

11. Az eddig vizsgált mágneses csapdák két fő csoportba oszthatók:

1. „mágneses dugóval” működő csapdák;
2. áramlást korlátozó csapdák.

Az első típusú mágneses csapdát G. I. Bndker kezdte vizsgálni elméletileg, 1953-ban. Ezeknél a mágneses térerősség a készülék középső síkjában minimális, a középtől az erővonalak mentén kifelé haladva mindkét oldalon nő (5. ábra). Azok a részecskék, amelyeknek a sebessége elég nagy szöget zár be az erővonalakkal, visszaverőd-



nek, amikor a nagy térerősségű részbe érnek. Ezért nem tudnak megszökni a mágneses rendszerből. Tegyük fel, az egyszerűség kedvéért, hogy a középső síkban homogén a tér. Jelölje  $H_0$  a térerősséget a középső síkban,  $H_m$  pedig a maximális térerősséget az erővonalak összesűrűsödésének



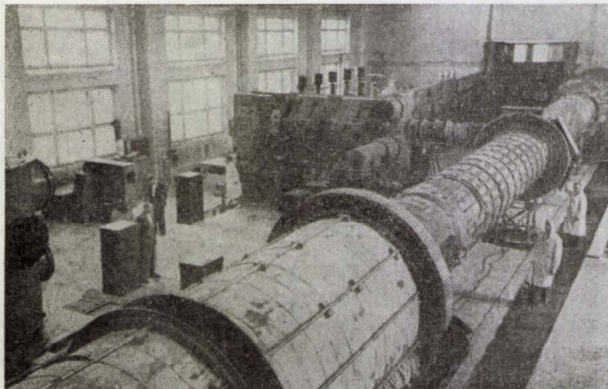
5. ábra

helyén (a mágneses dugónál). Ha a középső, homogén térrészben levő részecske sebesség-vektora a

$$\sin \alpha < \sqrt{\frac{H_0}{H_m}}$$

egyenlőtlenséggel meghatározott kúpok valamelyikén belül van, akkor mozgása folyamán eljut a maximális térerősségű hely közvetlen közelébe, és megszökik. Ha viszont a sebesség-vektor a kúpokon kívül esik, a részecske fogva marad.

Tegyük fel, hogy egy ilyenfajta mágneses csapdával termonukleáris generátort akarunk építeni. Az első probléma, ami ekkor felmerül, a részecskék egymással való ütközésének problémája. Nyilvánvaló, hogy már egyetlen egy ütközés is elég ahhoz, hogy a részecske sebesség-vektora bejusson a kúp



6. ábra

belsejébe és emiatt elszökjön. A következő feltételnek kell teljesülni ahhoz, hogy a termonukleáris reakciók során keletkező energia fedezni tudja a szóródás következtében megszökő részecskék által elvitt energiát:

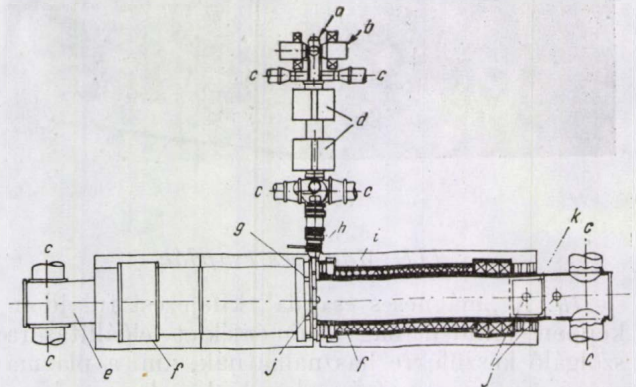
$$\sigma_n W_n \approx \sigma_c kT.$$

Itt  $\sigma_n$  a termonukleáris reakciók,  $\sigma_c$  pedig a Coulomb-szórás hatáskeresztmetszete,  $W_n$  pedig az egy elemi fúziós folyamat során felszabaduló energia.

Ebből a feltételből határozhatjuk meg a minimális hőmérsékletet, amelyen a termonukleáris generátor többlet-energiát kezd adni. D-T-keve-

rékre ez a hőmérséklet nagyságrendben néhány tíz keV, tiszta deutériumra 1 MeV. Így nyilvánvaló, hogy tiszta deutérium nem használható ilyen rendszerekben. Megerősítik ezt a következtetést a szigorúbb, egyéb veszteségeket (a gyors elektronok fékezési és betatron-sugárzását) is figyelembe vevő számítások.

A „mágneses-dugó-típusú” csapdába zárt plazma stabilitását az Atomenergia-kutató Intézetben vizsgálták meg. Azt találták, hogy instabilitás léphet fel nyomás-anizotropia és a Maxwell-eloszlástól való eltérés miatt. A mágneses tér bizonyos geometriai elrendezése is instabilitásra vezet. Azt találták, hogy az instabilitás mértéke nő  $p/H^2$  növekedtével. Ezért a termonukleáris energia-termelés szempontjából nincs sok gyakorlati jelentősége a mágneses dugó típusú csapdáknak. Viszont a termonukleáris reakciók megvalósíthatóságának bizonyítására kétségek nélkül alkalmasak.



7. ábra

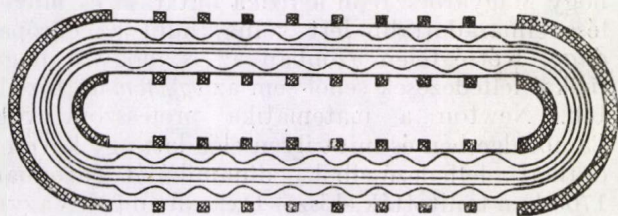
Az ilyen típusú mágneses csapdák kísérleti vizsgálatát néhány éve kezdték el az Atomenergia-kutató Intézetben. Több kísérleti berendezés épült. Az első kísérletek eredményei szerint ilyen rendszerben néhány ezredmásodpercig lehet gyors ionokat tartalmazó plazmát fenntartani.

Ez év nyarán fejezték be az Intézetben az OGRA nevű nagy készüléket (6–7. ábra). Ezzel azt fogják vizsgálni, hogy hogyan lehet kívülről ionokat belőni.  $D_2^+$  molekula-ionokat lőnek be a csapda középső részébe. Ezek ott a maradék gáz atomjaival, vagy az előzőleg már létrehozott ritka plazma ionjaival ütközve,  $D^+$ -ionokra disszociálnak. A 7. rajzon láthatjuk vázlatosan a készüléket. A két mágneses dugó középpontja közti távolság 12 m, a vákuum-kamra belső átmérője 1,4 m. A térerősség a középső részben 5000 oerstedig, a dugóknál 8000 oerstedig növelhető. A  $D_2^+$ -ion-sugarat transzverzális mágneses térben működő ív-ionforrás adja. A 200 keV-ra felgyorsított ionokat elektromos és mágneses lencserendszer fókuszálja és lövi be a csapdába. A készülék beállítása után a  $D_2^+$ -ionok áramát több száz milliamperre lehet majd emelni. Azt reméljük, hogy a csapdában  $10^{12}$   $D^+$ -ion-koncentrációt érünk el.

12. Más rendszerű mágneses csapdák is elképzelhetők. Például nem egyenletes tekercseléssel létre lehet hozni olyan „hullámos” mágneses teret, amelyet a 8. rajzon láthatunk. Az egyenes szakasz inhomogénitása azt eredményezi, hogy a részecskék pályája a cső hossz tengelye körül elfordul. Ez a forgás megakadályozza a



két görbe szakaszon különben fellépő, a cső fala irányába menő áramlást. Egy másik módszer az, hogy a tórusz-alakú kisülési csövet nyolcas-alakúra hajlítják (9. ábra). Ekkor maguk a mágneses erővonalak fordulnak el a cső hossz tengelye körül. Az erővonalak elfordulása miatt azután a részecskék pályája is elcsavarodik. Mindkét módszernek ugyanaz a hibája, mint a mágneses dugós csapdáknak: csak egy bizonyos irányba menő részecskéket tart vissza, más irányba menőket nem. Remélhető azonban, hogy a módszerek javíthatók, erősen le lehet csökkenteni az elsőkö részecskék számát.



8. ábra

Megvizsgálták azt is, hogy nagyfrekvenciás elektromágneses tér hogyan használható fel. Ennek főleg más módszerek kiegészítéseképpen lenne nagy jelentősége. Pl. a „mágneses dugón” átjutott részecskéket lehetne nagyfrekvenciás térrel visszatéríteni. Az Atomenergia-kutató Intézetben egy kisebb készüléken végeztek ilyen vizsgálatokat. Úgy látszik, gyakorlatilag nem lesz nagy jelentősége, mert nagyon sok energiát kell elhasználni a nagyfrekvenciás tér fenntartására. Mindenesetre foglalkozni kell a kérdéssel.

Vizsgálatok folytak plazmáknak nagyfrekvenciás térrel való melegítésére is. Ezzel az Ukrajnai Fizikai—Technikai Intézetben foglalkoznak.

#### Befejezés.

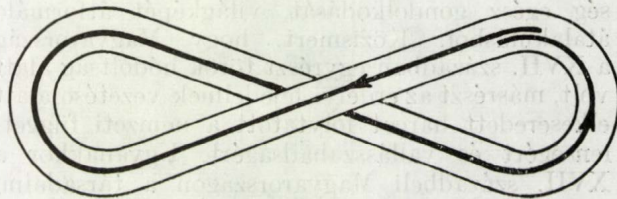
H. Bhabha, az első genfi atomenergia-konferencia elnöke a következőket mondta a konferencián:

„Most lépünk be abba a korba, amelyben a világ energiaszükségletének egy részét a maghasadásból származó atommag-energia szolgáltatja. Ezt a történelmi korszakot jogosan fogják egyszer majd az atomkor primitív korszakának nevezni. Jólismert dolog, hogy atomenergiát nyerhetünk fúziós folyamatokkal is, úgy, mint a H-bombában. Jelenlegi ismereteink szerint nincs olyan tudományos alaptétel, ami megakadályozná, hogy fúziós energiát szabályozott módon szabadítsunk fel. A technikai problémák félelmesek. De nem szabad elfelejteni, hogy nincs még tizenöt éve, hogy Fermi egy máglyában első ízben szabadított fel atomenergiát. Megkockáztatom azt az állítást, hogy a következő két évtized alatt megtaláljuk a fúziós energia szabályozott felszabadításának módját. Ha ez így lesz, akkor a világ energia-problémái örökre megoldódnak. Amilyen bőségesen van nehézhidrogén az óceánban, olyan bőségesen lesz üzemanyagunk”.

Három év telt el azóta, hogy ez a prófécia elhangzott, de már kezd kialakulni körvonalakban a tudományos alap, amire valószínűleg rá lehet építeni a szabályozott termonukleáris reakciók problémájának megoldását. És ez nyilvánvaló a tudósok és a kívülállók számára is. Ez az alap abból a számos kísérleti és elméleti eredményből áll, amit ezekben az években Nagybritanniában, az Egyesült Államokban, a Szovjetunióban

és más államokban elértek. Most beszéljük meg először nemzetközileg ezeket az eredményeket. Valószínűleg ez a legfontosabb lépés, amit eddig a probléma megoldása felé tettünk. Ennek a ténynek sokkal nagyobb jelentősége van, mint az eddigi külön-külön végzett vizsgálatoknak, amelyek bizony nem vittek minket túlságosan közel a végső célhoz.

Nem vagyunk munkánk jövőjét illetően pesszimisták. De nem szabad alábecsülnünk a nehézségeket, amiket el kell hárítanunk, hogy urai legyünk a termonukleáris reakcióknak. Még hosszú ideig az fogja a fő nehézséget okozni, hogy az olyan könnyű anyagban, mint a plazma, minden instabilitás igen gyorsan kiterjed. Egyáltalán nem egyszerű dolog egy olyan automatikus szabályozó rendszert csinálni, ami hirtelen lecsillapítja az egyensúlyi helyzettől történő eltéréseket. Úgy tűnik, az volna a legradikálisabb megoldás, ha lehetne olyan rendszert csinálni, ami mindenféle instabilitást eleve megakadályoz.



9. ábra

Valószínűleg azt az esetet lesz könnyebb megvalósítani, amikor a plazma kevésbé hat vissza a mágneses térre, vagyis amikor

$$p \ll \frac{H^2}{8\pi}$$

Térjünk vissza a dolgok jelenlegi állásának felbecsülésére. Azt mondhatjuk, hogy eddig még egyik elv sem előzte meg döntően a többi. Ezért a közeljövőben sokféle irányban fognak folyni a vizsgálatok.

A vizsgálatok előrehaladásának biztosításában a legfontosabb tényező az, hogy fenntartsuk és továbbfejlesszük a mostani konferencián megkezdett nemzetközi együttműködést. A termonukleáris fúzió problémájának megoldása a szellemi erőfeszítések legnagyobb fokú koncentrációját és igen jelentős anyagi lehetőségeket, komoly berendezések biztosítását kívánja.

Úgy látszik, ez a probléma egyenesen arra teremtődött, hogy kifejlessze a szoros együttműködést a különböző országok e problémákon dolgozó tudósai és mérnökei között, hogy közös tervek hozzon létre, biztosítsa a számítási és kísérleti eredmények és technikai megoldások kölcsönös megismertetését.

A nemzetközi együttműködés a szabályozott termonukleáris reakciók vizsgálatában minden bizonnyal megrövidíti végső célunk elérésének idejét.

Fordította: Pócs Lajos.



## Pósa-házi János

az első magyarországi „Philosophia Naturalis” (1667) szerzője\*

Előadásom tárgyát a fizika történetének abból a korszakából választottam, amelyet méltán nevezhetünk a fizika megszületése korszakának. Azt hiszem, már önmagában véve az is szokatlan, hogy ezen a helyen nem egzaktságot — saját, vagy más-tól származó felfedezések történetét halljuk, hanem visszaidézve régmúlt időköt, még csak nem is a legkiemelkedőbb felfedezésekről lesz szó, hanem arról, ami a XVII. században *általában* jelentette a fizikát. A XVII. század, az a kor, amelyben Galilei és Newton munkássága nyomán létrejön a klasszikus dinamika és kialakulnak a fizikai kutatás helyes módszerei, szemben a középkornak Aristoteles filozófiáján alapuló tisztán spekulatív fizikájával.

Kérdés: miképpen vette ki részét a magyarországi tudomány ebből a hatalmas, az emberiség egész gondolkodását, világképét átforgató átalakulásból. Közismert, hogy Magyarországon a XVII. században egyrészt török hódoltság alatt volt, másrészt az erdélyi fejedelmek vezetése alatt elkeseredett harcot folytatott a nemzeti függetlenségért és vallásszabadságért. Ugyanakkor a XVII. századbeli Magyarországon a társadalmi fejlődés annyiban különbözött más európai országokétól, hogy nem alakult még ki az a gazdag városi polgári réteg, amely Itália városállamaiban, Németalföldön, Angliában a természet-tudományok legfőbb támogatója volt és a tudománnyal szemben támasztott igényeivel is elősegítette annak fejlődését. Nálunk a tudomány pártfogói inkább a gazdag főurak közül, vagy fejedelmek közül kerültek ki, kivételt az jelentett, amikor maga a város, pl. Debrecen vagy Eperjes, viselte szívében az iskola sorsát.

Ez az oka, hogy a magyar tudomány a XVII. században nem tudott egy Galileihez, Torricelli, Guericke korához mérhető kutatókat felmutatni. Ugyanakkor azonban — és előadásomnak egyik célja éppen ennek kimutatása — Magyarország élénk kapcsolatban állt Európa minden jelentős egyetemével. A magyar diákok Németország, Hollandia, Svájc, Anglia egyetemein tanultak, már ti. a protestánsok, míg a katolikusok Bécsbe, Párizsba, Itáliába jártak. Innen hazatérve tanították, terjesztették azt, amit kint tanultak: ennek következtében Gyulafehérvár, Kolozsvár, Sárospatak, Debrecen, Eperjes, Késmárk iskoláiban a fizika előadása nem igen különbözött attól, amit Wittenbergben, Baselban, Utrechtben, Oxfordban stb. tanítottak. Nagyszombatban, Kassán a jezsuiták a bécsi egyetem színvonalának megfelelő oktatást adtak. Erről egyébként igen jelentős kézírásos anyag is tanúskodik: [1] a külföldet járt diákok hazahozta az egyetemen készített jegyzeteit és saját előadását ezek alap-

ján állította össze. Fizikát, amely akkoriban természetesen a filozófia kollégiumhoz tartozott, csak olyan tanár taníthatott, aki felsőbb iskoláit külföldön végezte [1a]. Szó sem lehet tehát arról, hogy Magyarországon a fizika oktatása és művelése elmaradottabb lett volna, mint az európai *átlag*. Kétségtelen azonban az is, hogy a nagy fizikai felfedezések sehol sem az *egyetemhez* fűződtek. Newton a matematika professzora volt Cambridge-ben és mint ilyen előadott egy keveset optikai felfedezéseiből, dinamikáját azonban 1700-ban tanították először Oxfordban [2]. Vagyis a magyarországi fizikai irodalomban azok a gondolatok, viták tükröződnek elsősorban, amelyek a XVII. század nagy egyetemeit foglalkoztatták. A század természetfilozófiájának minden árnyalatát megtalálhatjuk, de nem egyszerűen ismertetések formájában, mert a magyar szerzők egyéni módon válogattak a külföldről hozott ismeretanyagból, illetve egyéni gondolataikkal is színezték azokat [3].

Mint már jeleztem, az európai egyetemeken előadott fizikának a tárgyát elsősorban nem a nagy fizikai felfedezések alkották. A polgári osztály kialakulásával, megerősödésével párhuzamosan folyik egy éles ideológiai harc, amelyet a haladó gondolkodók folytatnak már a reneszánsz kezdete óta a skolasztikus gondolkodással. Ennek a harcnak a végén ugyan valóban az új fizika megszületése áll, de megelőzi és kíséri ezt egy kettős küzdelem: a haladó filozófiai törekvések arra, hogy felszabaduljanak a teológia gyámsága alól, majd a törekvés arra, hogy a fizika mint önálló tudomány mentessé váljék minden megalapozatlan filozófiai spekulációtól. [4]. Ez a harc nemcsak azért volt nehéz, mert az új gondolatok hírdetői szembe találták magukat a feudális és reakciós egyház hatalmával, hanem e külsőnek nevezhető nehézségnél szinte nagyobb volt az, hogy a gondolkodóknak saját tudatukon belül kellett megszabadulniuk bizonyos meggyökeresedett fogalmaktól, előítéletektől. Kétségtelen, hogy amiről most beszélek, még nem a fizika, de fontos és elengedhetetlen kísérője és előkészítője az új fizika létrejöttének: nemcsak a programját szabja meg ezután a fizikai kutatásnak, hanem hozzájárul az egyedi eredményes experimentális módszer kialakulásához és megteremti a légkört az új fizikai eredmények befogadására. Ebből a fizika és filozófia-történet által aránylag keveset méltatott küzdelemből már a magyarországi tudósok is kivették a részüket.

Ennek az állításnak az alátámasztására szeretnék bemutatni egy ilyen XVII. századbeli magyar szerzőt: Pósa-házi Jánost, aki elsőnek írt nagyobb lélegzetű fizikakönyvet Magyarországon, illetve elsőnek írt összefüggő természetfilozófiát, *Philosophia Naturalis* [5].

\* Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1958 júniusi közgyűlésén elhangzott előadás.



Pósa-házi könyvé-nél csak Apáczai Csere János enciklopédiája régebbi a nyomtatásban is megjelent könyvek közül (1663). Ennek célkitűzése azonban jóval nagyobb-szabású, mint kizárólag fizikai ismeretek nyújtása.

Az eddigiekből az következik, hogy ha Pósa-házi fizikájával foglalkozunk, nemcsak a magyar, hanem a nemzetközi fizika és filozófia történet-nek is megismerjük ezt az említett, kevés-sé figyelembe vett oldalát és elég hű képet kapha-tunk a fenti nehézségekről. Lehetséges az is, hogy a nagy felfedezések háttérének közelebbi ismerete hozzásegít ahhoz is, hogy a mai fizikában, fel-bukkanó ideológiai, módszertani ellentmondások és problémák jellegének szempontjából is jobban eligazodjunk, különösen ha azt látjuk, hogy e problémák (pl. a fény mibenlétének kérdése, az anyag végső építőkövei stb.) tulajdonképpen ősrégi problémák, csupán a kérdésfeltevés válik egyre precízebbé a fizika fejlődésének századai során.

Hangsúlyoznunk kell, hogy a klasszikus fizika nem egyenes-vonalú fejlődés során alakult ki. Nem úgy, hogy az egyik felfedezés logikusan kiegé-sítve az előzőt egyre teljesebbé tette a fizikai világképet, hanem az emberi gondolkodásnak sokszor egészen bonyolult kerülőutakat kellett megtennie, míg eljutott odáig, hogy ennek az új fizikának az eredményeit és az ezeken alapuló világképet az emberek mint magától értetődőt elfogadják. Pósa-házi fizikai gondolatait is csak akkor fogjuk megérteni és helyesen értékelni, ha röviden megnézzük, melyek voltak ezek a mellékvágányok, amelyek azonban végső fokon mégis az igazi fizika megszületéséhez vezettek.

A XVII. (de már a XVI.) századra elsősorban az jellemző, hogy Aristoteles ellen, vele szemben filozófálnak. Az ún. peripatetikus fizika az a hatalmas fal, amely elállja a fizika fejlődésének az útját és amelynek ledöntése igen nagy feladat elé állította a fizikusokat már csak azért is, mert hiszen maguk az Aristotelesszel vitatkozók is még erősen fogva vannak terminológiailag, mód-szertanilag egyaránt ebben az elavult rendszer-ben, amelynek hihetetlen nagy hatását éppen az mutatja legjobban, hogy a felmerülő vitás kér-déseket — jóformán egészen Galilei fellépéséig — kizárólag filozófiai síkon megoldhatónak vélik. Ezen belül azonban különféle módokon, külön-féle oldalról közeledve különböző részeit támad-ják az aristotelesi fizikának. Kopernikus a geo-centrikus világrendszer elméletét vonja kétségbe, Francis Bacon a tapasztalat, a tapasztalati mód-szer fontosságát hangoztatja, Descartes a racio-nalizmus oldala felől támad, a protestánsok a bibliát, főképpen a teremtést akarják természet-tudományos alapon magyarázni és evvel egy egé-szen különleges vallásos fizikát teremtenek meg (Alsted, Comenius) [6], míg az atomizmus fel-újítói pedig az aristotelesi folytonos és idealista anyagfogalom ellen [7] emelik fel szavukat és ennek egyenes következményeképpen kritika tárgyává teszik Aristoteles mozgástanát és az annak alap-

ját alkotó célszerűségi tanítást. Ők hangoztatják először a természeti jelenségek kauzalitását (Sen-nert, Sperling, Gassendi) [8]. Mindegyik irányzat-ban vannak helyes gondolatok, mindegyik ad segítséget is az igazi fizikai kutatóknak, de egysége-sen jellemző, hogy mindegyik irányzat még tisztán *spekulatív*, haladó vonásai ellenére.

Talán három főpontban lehetne összefoglalni azokat a kérdéseket, amelyek megválaszolása ebben a korban lényegében eldönti egy-egy ilyen természetfilozófiai irányzat haladó, előremutató voltát. Ezek 1. az anyag fogalma Aristotelesnél, 2. Aristoteles mechanikája, 3. a világrendszer kér-dése. Az elsőt — mint mondtam — az atomisták támadják, a második megdöntése tulajdonképpen Galilei életműve, de ebből a harcból az atomisták is — köztük Pósa-házi is — kiveszik a részüket. A ptolemaiosi világrendszert nemcsak Kopernikus, hanem Descartes is elveti.

Az új gondolatok hirdetése azonban nem jelen-téktelen külső nehézségekkel is járt. Az egyház nemcsak a kopernikánizmust üldözte, hanem fel-lépett — ha nem is olyan élesen — az atomizmus és a kartéziánizmus ellen is. Így pl. 1624-ben Párizsban püspöki rendelettel tiltottak be egy az atomizmusról szóló vitát [9], Descartes összes könyvei indexen voltak. Míg azonban a protes-tánsokat ez a párisi határozat kevésbé érdekelte, sőt a vallásos fizikával egész jól megfér az ato-mizmus, Kopernikus tanait a reformátorok, Luther, Calvin, Melancthon is hevesen ellenezték [10], így azt a protestáns egyetemeken sem lehe-tett szabadon tanítani és a hazai protestáns tudós-ok is általában vagy antikopernikánusok, vagy karteziánusok, de mindenképpen nagyon óvato-sak ebben a kérdésben, már csak azért is, mert valamennyien elsősorban teológusok.

Általában a XVII. században Magyarorszá-gon a felsorolt irányzatoknak mind megvannak a képviselői: Apáczai Csere János Kolozsváron, Szilágyi Tönkö Márton Debrecenben, kartéziánu-sok, Eperjesen Bayer János a Bacon-féle induk-tív módszert igyekszik összegezteni Comenius vallásos fizikájával, tanártársa Czabán (vagy Zabanius) Izsák az atomokról ír nagy monográ-fiát, Nagyszombatban a jezsuiták megmaradnak egyelőre a régi, peripatetikus felfogás mellett, legjelentősebb képviselőjük Szentiványi Márton, míg Pósa-házi mindezen irányzatok közül elfogad valamit, ugyanakkor azonban vitázik is velük.

Pósa-házi János élete is a XVII. század magyar tudósának tipikus sorsát tükrözi; [11] mindennél meggyőzőbben mutatja, hogy miért nem akad-tak akkor még nálunk igazi kutatók, bár már csak az előbb felsorolt szerzők művei is azt mutatják, hogy tehetségekben nem volt hiány és azt is, hogy valamennyien eljutottak odáig, hogy felismerjék: új, döntően új természettudományra van szükség, de odáig már nem — és ebben főleg külső körülmények játszottak szerepet — hogy ezt a döntő lépést ők maguk megtegyék: Apáczai egész fia-talon tudóvszben, Bayer János gályarabságra hurcolása közben halt meg, Czabánt és Pósa-



házit iskolástól kergették el a jezsuiták működési helyükről és így tovább. Életük a küzdelmek szakadatlan sora...

Pósa-házi születési évét pontosan nem lehet megállapítani, 1628 és 1632 közé esik, apja Sárospatakon volt pap, így valószínűleg ő is ott született. Iskoláit is Sárospatakon végezte. Tanárai között is megtaláljuk az ellentétes filozófiai irányzatok képviselőit. Legnagyobb hatással természetesen Comenius volt rá mind a pedagógiában, mind a filozófiában (pansophia) és természetesen a fizikában is. Az említett ellentétes filozófiai áramlatok elsősorban teológiai téren tükröződnek és Pósa-házi már diákkorában megismeri a református egyházon belüli dogmatikai és egyházpolitikai vitákat (ezekre most nem szükséges kitérni), amelyeknek egész életében olyan nagy jelentőséget tulajdonított és oly sok idejét szentelte [12]. — 1652 táján Lorántffy Zsuzsanna (I. Rákóczy György fejedelem felesége) Hollandiába küldi a tehetséges diákot. Itt Utrechtben, Leidenben ismét hatalmas viták közepébe kerül: tanárai között ugyanúgy vannak Descartes hívei, mint elkeseredett ellenségei, köztük, a fizikában talán legfontosabb *Regius*, a híres orvos, aki Utrechtben a fizikát is tanította. A németalföldi egyetemeken a kartézianusok között dúló vitáknak szintén megvoltak a maga teológiai vonatkozásai [13]. A teológusnak készülő Pósa-házit természetesen ezek érdekelték legjobban. Hollandiai tartózkodása alatt öt dolgozata jelent meg, ebből egy fizikai tárgyú: a folyadékokról szól. Ez az öt dolgozat világosan mutatja, milyen eszmékkel tért haza Pósa-házi 1657-ben külföldi tanulmányútjáról: a teológiában és filozófiában Descartes elkeseredett ellensége, a fizikában azonban erősen hatása alá kerül és sokmindent átvesz — bár nem kritika nélkül — a kartézianus fizikából. Ez a kettőség élete és munkássága során végig jellemző marad.

Hazatérve teológiát és filozófiát tanít és több kisebb filozófiai tárgyú művet is ír.

Időközben azonban a sárospataki főiskola sorsa egyre nehezebb lesz. Már nem élnek a nagy pártfogók, I. Rákóczy György és Lorántffy Zsuzsanna, II. Rákóczy György külföldön hadakozik és felesége, az eredetileg katolikus Báthory Zsófia letelepíti Patakon a jezsuitákat. Elkeseredett viták indulnak meg Pósa-házi és a jezsuiták között, Pósa-házi igen sok idejét fordítja a jezsuiták elleni vitairatok írására [14]. Közben azonban mégis megírja fő művét, amely itt bennünket érdekel, a *Philosophia Naturalis* (1667). Meghal II. Rákóczy György, Báthory Zsófia visszatér a katolikus hitre és 1671-ben a sárospataki diákokat kikergeti tanáraival együtt a kollégiumból [15].

A bujdosó iskola szomorú sorsában osztozik Pósa-házi is: 46 diák és két tanár egy telet Debrecenben tölt, innen tovább vándorolnak Kolozsvárra, majd Apafi Mihály letelepíti őket Gyulafehérváron, maga Pósa-házi, bár szeretne hazamenni, itt is hal meg 1686-ban. Életének ezeket az utolsó éveit teljesen betöltik a teológiai és

egyházpolitikai viták, a természettudományok kérdéséhez nem tér vissza többé.

Pósa-házi egyéniségét, tudományos gondolkodását a *Philosophia Naturalis* mellett legszebben mutatja az a beköszöntő beszéd, amelyet Patakon tanári beiktatása alkalmával tartott 1657-ben. Címe *Oratio inauguralis de recta eruditionis comparandae ratione*, (azaz Beköszöntő beszéd a helyes műveltség megszerzésének módjáról.) Ezen a beszéden erősen látszik Comenius hatása: az egész embert kell nevelni és lehetőleg minden tudományba be kell vezetni, mert mindegyiknek megvan a maga sajátos haszna, lélekformáló ereje (*Pansophia*). Élesen szembefordul mindenféle előítélettel, ezek között főképpen Aristoteles korlátlan tiszteletével. Ez az első — a fizika szempontjából is — rendkívül fontos pozitívum: „*Aristotelesnek ugyan nagy érdemei vannak a filozófiában, mégis éppen az ő tolatkodó imáddóinak köszönhető, hogy néhány századéven keresztül a filozófiában kevés, vagy semmi sem történik, mintha (az emberek) nem akarnák kinyitni szemüket, hanem vak gyanánt egyedül Aristotelestől akarnák vezetetni magukat... Bizonyára méltatlan a gondolkodó emberhez minden diktatúra! Vajon csak Aristotelesnek volt a természet édesanyja és nekünk mindannyiunknak mostohánk volt?*”

A továbbiakból az is kiviláglik, hogy Pósa-házi helyesen látta meg, milyen irányban kell az igazi természettudományos megismerést keresni: Irigykedve említi a *mesterembereket*, akik egyszerűen, minden vita nélkül dolgoznak szerszámaikkal, míg a különböző filozófiai irányzatok vitájában nem lehet megtalálni az igazságot.

Másik két módszertani jellegű értekezésében, amelyek szintén Patakon jelentek meg a filozófia elveiről, illetve a filozófiálás területéről 1658-ban, már részletesebben kifejti a megismerésre vonatkozó nézeteit, amelynek forrását — Comenius nyomán — a tapasztalatban, az észben (a *ratio*-ban) és (ez mindég szerepel a kor szerzőinél) a kinyilatkoztatásban látja. Önmagában egyik sem elegendő, helyes ismeretek szerzésére, még a biblia sem, mert veszélyes, ha az egész filozófiát a teológiából akarjuk levezetni. Ennek oka többek között — mint mondja — hogy teológiailag nem lehet megmagyarázni a fényt, a színeket, a mozgást, a mágnességet és az ehhez hasonlókat. Ugyanakkor azonban megfordítva, hangoztatja: hogy a Szentírás megértése teljesen lehetetlen helyes fizikai ismeretek nélkül! (Mi a teremtés?, Mi az ég, Föld, levegő, tűz, víz, fák?)

Mint mondtuk, vallásnak és fizikának ez a szoros kapcsolata általában jellemző volt erre a korra, Pósa-házinál azonban egy fontos lépés, hogy módszertanilag megpróbálja megszüntetni az alárendeltséget, helyére mellérendelést tesz.

Ezek az itt érintett módszertani elvek teljes mértékben érvényesülnek azután a *Philosophia Naturalis*ban.

A fizika kialakulásával kapcsolatos szellemi harcokat semmi sem mutatja világosabban, mint az, hogy a XVII. század szerzőit milyen sokat



foglalkoztatja a fizika tárgyának, céljának meghatározása, helyének kijelölése a tudományok rendszerében. Az, hogy valaki milyen választ ad ezekre a kérdésekre, rendszerint már eldönti az illető ideológiai hovatartozását.

Természetes, hogy Pósházi is a fizika definíciójával kezdi a művét. Területét elég szélesen szabja meg és ezért nem is fizikának, hanem *fiziológiának* nevezi, amely „a testi szubsztanciáról szóló tudomány, annak tulajdonságaival, működésével foglalkozik.” [16]. Ilyen módon tehát ebbe beletartozik az orvostudomány és minden matematikai diszciplína [17]. Ezek ugyan önmagukban is teljes tudományok, de ugyanakkor részei a fiziológiának is, illetve a fizika valamely fejezetét alkotják. A könyvben azonban mindezekből mai szóhasználat szerint fizika, csillagászat, kémia és biológia szerepel, de döntően és túlnyomórészt fizikai kérdésekről van szó.

A fiziológiának, mint a természettudományokat egységesen átfogó diszciplínának a jelentősége abban áll, hogy Pósházi élesen elhatárolja mindenféle szellemi szubsztanciától, idealista elemtől. Ilyen szempontból szigorúan materialista alapon áll: a tőlünk függetlenül létező világban csak testi szubsztanciákról és csak ezeknek egymásra hatásáról van szó!

Talán túlságosan messzire vezetne, ha az egész könyv tartalmát, (legalábbis a fizikai részét) pontról pontra ismertetném. Inkább próbáljuk meg Pósházinak az egyes fontosabb kérdésekben elfoglalt álláspontját a kor általános színvonalához mérni. E színvonal meghúzása esetében azonban ismét figyelmeztetni kell, hogy az *általános* színvonalat nem Galilei és követői jelentették. Pósházi ismeri például Galilei csillagászati felfedezéseit, a távcsövet, tud a Jupiter holdjairól, a napfoltokról stb. [18], mechanikájáról azonban igen keveset tud. Sokkal jobban ismeri a peripatetikus, a kartezianus és a Comenius-féle fizikát, tehát az általánosan kerülőutaknak nevezett irányzatokat. Ezekkel vitázik és ezekből válogat, meglepően helyes érzékkel. Átmeneti korszakban a leghaladóbb álláspont az eklektikus: kiválogatni a legjobbat. abból, ami rendelkezésre áll. Pósházi nem jut el a végső következtetéshez: a tapasztalat, a kísérlet döntő szerepének felismeréséhez, de válogatása arra mutat, hogy a legjobb úton van ehhez.

Első és legélesebb támadása a korban divatos kétféle anyagfelfogás, a peripatetikus és a kartezianus anyagfogalom ellen irányul. Elveti az Aristoteles-féle meghatározatlan forma szubsztanciálist, de elveti Descartesnek azt a tanítását is, hogy a test egyetlen tulajdonsága és jellemzője a kiterjedés. E látszólag teljesen filozófiai érdekű állásfoglalásból két rendkívül fontos következmény folyik. Az egyik, hogy a világ magyarázatára nincs szükség csak egyetlen alapelve és ez nem más, mint az *anyag*, mely nem azonos a testtel, de a testek ebből épülnek fel. Ez azért fontos, mert meglehetősen elterjedt volt három alapelve tenni fel (massa, lux, spiritus stb. [19], amelyből legalább egy *szellemi* természetű volt, egy pedig az

összeköttetést létesítette a test és a szellem között. Az anyag, amelyből a testek felépülnek, az *atomok* halmaza. Ez tehát a másik fontos következmény: materializmusa szükségképpen elvezeti az atomizmushoz, amelyet nemcsak Aristoteles követői vetettek el, hanem Descartes is. Ezzel kapcsolatban kijelenti: „*Inkább vagyok atomista, mint tomista, inkább iszom Demokritos tiszta forrásból, mint a skolasztikusok vagy aristotelikusok zavaros pocsolyáiból*” [20].

Az anyag atomisztikus elmélete persze a XVII. században még ugyanolyan spekulatív elmélet volt, komoly kísérleti bizonyítékok nélkül, mint bármelyik fantasztikus elmélet, mégis, az atomos felfogás hívei azok voltak, akik helyesen látták meg a fejlődés irányát és felismerték a természeti jelenségek kauzalitását. Az atomelmélet a XVII. században nem pontosan Demokritos atomizmusának feléledése volt, legkülönbébb árnyalatokban jelentkezett, amelyeket itt most persze nem akarok részletesen ismertetni [21]. Néhány alapelvben mindegyik fajta elmélet megegyezett. Léteznek az atomok, az anyag nem lehet vég nélkül osztható stb. Volt azonban egy igen nehéz kérdés: a vákuum létezésének kérdése.

Tudjuk, még Galilei sem kételkedett benne, hogy a természet Aristoteles tanítása alapján irtózik az ürtől (horror vacui). Torricellit, a légnyomás felfedezőjét sem érdekelte a Torricelli-féle csőben keletkező légüres tér, ezt csak később a Kísérletezés Akadémiájának tagjai vették túzesebb vizsgálat alá, majd Guericke állított elő légszivattyújával légüres teret. Guericke kísérleteit azonban csak 1672-ben publikálta, Pósházi tehát ezeket nem ismerhette [22].

Pósházi a következő közvetítő megoldáshoz folyamodik e kérdésben: Vákuum általában, nagy méretekben nincsen a horror vakui miatt, de a különböző testek részecskéi között igen kis hézagok vannak és ezekben lehetséges a légüres tér. Ebből alakul ki azután Pósházinak az anyagról vallott további felfogása; amelyben érdekesen kapcsolja össze az ősi négy elemről szóló tanítást Descartes burkolt atomizmusával és az atomizmussal. Ez röviden a következő: A legfinomabb (alakatlan) részecskékből áll a fény, illetve a tűz; ebből vannak az égi testek, de minden földi tüzet ennek a prima matériának részecskéi alkotnak. A következő, már nem olyan finom, de majdnem olyan finom elem az aether, részecskéi nagyobbak, mint a prima matéria részecskéi, valamivel lassabban mozognak, szférikusak és így könnyen behatolhatnak a szögletes részecskékből álló testek hézagai közé. Az aether a fény hordozója: vehiculum lucis. mert a fény csak közegben terjedhet [23]. Különösen érdekes, hogy az aether-részecskék meglehetősen bonyolult, (Descartes-tól átvett) örvénylő mozgásával magyarázhatók a mágneses jelenségek és a napfoltok.

A harmadik, legdurvább, legnehezebb és legnagyobb részecskékből áll a tellus (föld). Ez minden ami levegő, víz és terra, tehát a három halmazállapot. Látjuk tehát: megvan a négy elem, ebből



azonban három egy csoportba tartozik, míg a tüzet külön veszi és ezekhez járul az átmenetet alkotó aether. Mindez az ötféle anyag azonban atomos szerkezetű: vannak tűz, föld, víz, levegő atomok és az összes fizikai jelenségek ezeknek a mozgásából magyarázhatók.

Ezek után természetes, hogy Pósa-házi mechanikája, felfogása a gravitációról szintén erősen különbözik az aristotelesi mechanikától és a súlyos és könnyű testekről szóló tanításától, de nem fogadja el ismét Descartesnek a mechanikáját sem, amelynek középpontjában az ütközés törvényei állnak. Mechanikájának néhány fontos megállapítása: a mozgás helyváltoztatás. Aristoteles szerint tágabb a mozgás definíciója, bonyolult, mint Pósa-házi is mondja, „*oly sötét, hogy magok a leg-tudósabb peripatetikusok is panaszkodnak nehézsége miatt*” [24]. Descartes mozgásdefiníciójában kifogásolja, hogy Descartesnál sohasem egy test mozog, hanem mindig kettő egymáshoz képest. Szerinte: a mozgás helyváltoztatás egyik határponttól a másikig belső vagy külső erő hatása alatt. Így lehet abszolút és relatív, természetes vagy erőszakos, míg módja szerint: egyenes vonalú, körmozgás, vegyes, egyenletes, egyenlőtlen stb.

Descartes mozgástörvényeiből a világmindenségben a mozgásmennyiség állandóságát nem fogadja el, annak tudós számára valóban furcsa magyarázata miatt: minden mozgás végső oka Isten, Isten azonban változatlan, így a világban az összes mozgás is változatlan. Pósa-házi avval érvel, hogy Isten nemcsak mozgó testeket, hanem erőket is teremtett, amelyek újabb mozgások létrehozására képesek [25]. Itt látható, hogy Pósa-házi mozgásfelfogása anyiban tér el Descartesétól, hogy közeledik a dinamikai szemlélet felé. Éppen ezért a tehetetlenség elvét, amely Galileinél, Descartesnál is szerepel már, nemcsak elfogadja, hanem szinte szóról-szóra a newtoni fogalmazásban adja: valamely test megmarad abban az állapotban, amelyben van, hacsak valami más mozgó test akár belülről, akár kívülről innen ki nem mozdítja [26]. A továbbiakban is éles kritikával veszi sorra Descartes mechanikájának tételeit, ezt azonban már nem részletezzük, mert már az eddigiekből is kitűnik, hogy Pósa-házi — ha még nem is nevezhető igazán fizikusnak — a mechanikában a helyes irányokban kereste a megoldást.

Ezt mutatja véleménye a gravitációról, amelyet egyébként úgy magyaráz, hogy a levegővel keveredett aether minden testre nyomást gyakorol és a föld középpontja felé löki azokat, tehát nem mint Aristoteles tanította, aki szerint a testek természetes helyük felé igyekeznek, a súlyosak (föld, víz) a középpont felé, a könnyűek (levegő, tűz) attól elírányulnak [27].

Pósa-házi rámutat, — Galileitől függetlenül — mennyire helytelen a súlyos és könnyű testek Aristoteles féle megkülönböztetése. A szabad esésnél az esésben való különbséget a testek alakja, tehát a közegellenállás okozza.

Az akkoriban ismert fizikai tulajdonságait azután tulajdonképpen a harmadik elemnek a három fajtájával, a levegő, víz és föld atomok mozgásával, a fénytant és a hőtant pedig a tűzatomokkal magyarázza.

A fizikai tulajdonságok felsorolása a mai fizikusnak elég mesterkéltén hat: meleg, hideg, nedves, száraz, ritka, sűrű, durva, finom, lágy, kemény, folyékony, vizes, olajos, viszkózus, illékony, merev, hajlítható, sima, érdes, átlátszó, homályos, folytonos, összefüggő, nehéz, könnyű [28]. Mindezeket a tulajdonságokat pontosan definiálni törekszik és ezektől származtatja le az érzeteket. Ha meggondoljuk, hogy a fent felsorolt minőségek majd mindegyikéhez ma a különböző anyagok esetében egy-egy fizikai konstans tudunk rendelni, ismét azt kell mondanunk, hogy Pósa-házi jól látta a fizika által megoldandó feladatokat.

Nagyon érdekes a hőről való felfogása. A hőnek a mozgással való azonosítása természetesen nem Pósa-házi eredeti gondolata, sőt nem is Francis Baconé, akinek tulajdonítani szokták, hanem már a sztoikus természetfilozófiában, de lehet, hogy még annál is régebben szerepel. Pósa-házi azonban részletes szinte mintaszerű kinetikai magyarázattal szolgál. Talán érdemes ezt teljes egészében idézni: „*A hő a különféle érzékelhető és nem érzékelhető részecskék mozgásából keletkezik és a tapintó idegekre hat. A mozgás származhat a Naptól, tüztől, egyéb októl, fő az hogy elég erős legyen a mozgás a hőérzet felkeltésére. Maga a mozgás azután mindenféle irányú lehet. A különféle részecskék a legkülönbözőbb irányokban mozoghatnak. A hideg oka nyugalom, vagy lassú mozgás. A hideg tehát negatív, vagy inkább negatív, mint pozitív tulajdonság*” [29]. Majd így folytatja: „*A hőérzet relatív: ha a megérintett tárgy részecskéi lassabban mozognak, mint a kezünk részecskéi, akkor hidegnek, ha gyorsabban, melegnek érezzük*” [30].

Hasonlóképpen definiálva a többi tulajdonságokat, végül is arra a végkövetkeztetésre jut, amely minden atomisztikus elmélet előnye: A testek minden tulajdonságát tehát kizárólag részecskéik mozgásából, nyugalmaiból, helyzetéből, alakjából, mennyiségéből kielégítően le lehet vezetni és meg lehet magyarázni [31].

A hő definíciójával azért foglalkoztam ilyen részletesen, mert rendkívül érdekes, hogy míg a XVII. században Pósa-házi és természetesen sok más atomista fizikus is így vélekedett, a XVIII. században hogyan szorítja ki Blacke' és Richman kalorikus elmélete ezt a helyes felfogást. Igaz, hogy éppen a magyarországi fizikai irodalomban több szerzőt ismerünk, akik nem osztották ezt a nézetet, de ezek sem voltak kutató fizikusok és nem látták a hő-anyag elmélet előnyeit a fizikai méréseknél. Ebben az esetben tehát fordítva áll a helyzet, a kísérletek terelték mellékvágányra az elméletet.

Végül az utolsó kérdés, amivel röviden foglalkozni kívánok, Pósa-házi állásfoglalása a világ-



rendszerek kérdésében. Ez a pont, ahol legerősebben megnyilvánul Pósházi teológus volta, és legkevésbé lehet őszinteségét megállapítani. Az az óvatosság, ahogyan Pósházi erről a kérdéstről nyilatkozik nemcsak e század, hanem még a XVIII. század teológus szerzőire is jellemző: A bolygók mozgásának ismertetése során elmondja, hogy a kopernikánusok a földet is a bolygók közé számítják, amely a Holddal együtt napi mozgással forog és évi mozgással megkerüli a földet: „*Hogy ez a vélemény igaz-e — mondja — a bölcsek ítéletére bízom, előttem nem tűnik fel éppen lehetetlennek*” [32].

Máshelyt így nyilatkozik; mivel a gravitációt az aether és levegő nyomása okozza, ez akkor is fennáll, ha a Föld 24 óra alatt megfordul a tengelye körül, akkor sem kell attól félni, hogy a házak, tornyok és egyéb épületek az ég felé repülnek. Mikor idáig jut, ismét mentegetődni kezd: „*Bár ez a hipotézis abszurdum, mégis vannak, akik ehhez ragaszkodnak*” [33].

Pósházi annál inkább nehéz helyzetben van, mert erős kritikai érzéke, fizikai képzettsége világosan megmutatja számára nemcsak a ptolemaiوسي rendszer hiányosságait, vagy Tycho közvetítő megoldásának gyenge pontjait, hanem azt is, hogy a Descartes-féle örvényelmélet, amelyet egyébként ő is alkalmaz, csak alkalmas kibúvó és csak látszólag tartja fenn a Föld mozdulatlan voltát. Végül is úgy dönti el a kérdést, hogy nem foglal állást; míg a többi elmélet nehézségeit igen nagyra tartja, addig megjegyzi, hogy a Kopernikus elméletével szemben felhozott ellenérvekkel a kopernikánusok könnyen szembeszállnak [33], (ő maga is az előbbi példában). Az örvényelméletet ismertetve pedig, amikor középpontjára beszél, mindig hozzáteszi, hogy ez vagy a Föld, vagy a Nap. [34].

Talán kitűnt az eddigiekből, hogy Pósházi rendelkezett olyan tulajdonságokkal, hogy jó fizikus váljék belőle, ha a sorsa másképp fordul. Szeretett iskolájának szomorú sorsa azonban azt a meggyőződést kelthette benne, hogy minden bajnak az oka a református egyház hanyatlása, ezt pedig éppen az egyre jobban terjedő új tanok okozzák és ő úgy érezte, neki kell felvenni a harcot ezek ellen. Az a Pósházi, aki fizikájában örömmel üdvözlö minden újat, aki sokat tanul és vesz át — igaz, hogy kritikával — Descartes-tól, vallási téren az ortodox maradiak táborához csatlakozik. Annál is inkább kár volt ez, mert hiszen könyve határozott fejlődést jelent, ugyanakkor azonban ezen a ponton nemcsak Pósházi fejlődése áll meg, hanem általában a sárospataki fizikáé is. Pósházi elődje még keserves harcokat folytatott Patakon, hogy kivegye a diákok kezéből Keckermann német peripatetikus borzalmasan elavult fizika könyvét [35].

Ehhez képest Pósházi Philosophia Naturalis óriási haladás, mintahogy haladás a Nagyszombatban, a jezsuiták által tanított fizikával szemben is. Viszont ezt tanította a század végén Gyulafehérváron utódja, Kaposi Sámuel is [36], sőt még 1723-ban ifj. Csécsi János Sárospatakon a

visszakerült főiskolán szinte szóról-szóra ezt adta elő. Igaz, Patakon volt a század elején egy rövid, de jelentős fellendülés, ez azonban már más történet, a lényeg itt az, hogy Pósházi és tudományának sorsa jellemző az egész hazai tremézet-tudomány, a többi tudós sorsára is: biztató kezdet után háttérbe szorul a fizika, amelynek tanulmányozásához, alkotó továbbfejlesztéshez nyugodtabb idők kellenének, ezek azonban Magyarországon a XVII. században nincsenek.

Pósházit kevesen ismerik ma már, mégis szelleme, kezdeményezése tovább él, hiszen a Gyulafehérvárról Marosvásárhelyre költözött iskolában fognak majd működni pl. a Bolyaiak, megmutatva, hogy a magyar tudósok is képesek önálló alkotásokkal gazdagítani a nemzetközi tudományt.

#### JEGYZETEK ÉS IRODALOM

1. L. Zemplén Jolán: Régi fizikai kéziratok kutatása Erdélyben. Magyar Tudomány 1958. 6. sz. 207. l.

1a. L. pl. Gál Kelemen: A kolozsvári unitárius kollégium története (1568–1900) 1935. 212. l.

2. Sherwood Taylor: Teaching of Physics at the End of the 18th Century, Phil. Mag. 1948. 144. l.

3. Erdélyi János: A bölcsélet Magyarországon Bp. 1885. 8. l.: „Bölcsészeti műveltség tekintetében más nemzetekre valánk, vagyunk is még támaszkodva. Másokra hallgatás fegyelme és szemérme alatt fejlődő elöhaladásunk, olyan volt ez mégis, hogy nem nyomaikba léptünk, hanem oldalukra, nem utánuk mentünk, hanem velük”.

4. L. Mátrai László: Az anyag szerkezetének atomista felfogása a XVII. századi magyarországi filozófiában. Századok 1957. 1–4. sz. 148. l.

5. Meg kell itt jegyezni, hogy a Philosophia Naturalis elnevezés messze túléli a fizikának a filozófiából való kiválását: nemcsak Newton adja ezt a címet főművének még az egész XVIII. században is sűrűn használják a kifejezést, sőt ilyen formában is: Philosophia experimentalis, kísérleti filozófia.

6. Alsted könyvének teljes címe: Physica Harmonica quatuor libellis methodice proponens

- I. Physicam Mosaicam
- II. Physicam Hebraeorum
- III. Physicam Peripateticam
- IV. Physicam Chemicam

Herborn 1616. — 187 lap. Ezek közül az első Mózes könyvein alapuló fizikát ad, a másodikban hozzáveszi a zsidó apokrif könyveket is, a harmadik az aristotelesi vagy skolasztikus fizika ismertetése, a negyedik lényegében alkimia, amely akkor a kémiát helyettesítette. Ilyenről, hogy experimentális fizika persze szó sincs és a szerző az elsőt, a kizárólag a biblián alapuló fizikát tartja csak helyesnek. — Comenius könyvének címe: J. A. Comenii Physica ad lumen divinum reformatae Synopsis Philodidacticorum et Theodidacticorum censurae exposita. Lissa 1632. A cím itt is mutatja a vallásos jellegű tartalmat.

7. Az ún. forma substanciali tanításának lényege Aristotelesnél a következő: az önmagában tehetetlen és formátlan anyag, amelynek létezése is kissé bizonytalan, csak akkor válik valóságos testté, ha hozzájárul a forma.

8. Daniel Sennert (1572–1637) wittenbergi professzor, az orvostudomány és a kémia úttörője, atomista. — Johann Sperling (1603–1658) Sennert legszorgalmasabb tanítványa. Mindkettőjükben igen nagy hatása volt a magyar fizikusokra. — Pierre Gassendi (1592–1658) a XVII. században az az atomizmus legkiválóbb képviselője



kiváló kísérleti fizikus is volt (hang terjedési sebessége stb.), magyar fizikusok körében ugyancsak népszerű volt.

9. Karl Lasswitz: *Geschichte der Atomistik vom Mittelalter bis Newton*. Hamburg—Leipzig 1890. I. kötet 484—487 l. A Párizsban 1624. aug. 24 és 25-én az atomizmusról tartandó vitát betiltották, mert az atomizmus tételeit „falsa, temeraria et in fide erronea”-nak (hamis, merész és hitben téves) minősítették, a szereplőket száműzték, illetve bebörtönözték.

10. L. pl. Dorothy Stimson: *The Gradual Acceptance of the Copernican Theory of the Universe*. Hannover New Hampshire 1917. — Vagy: Mátrai László: *Adatok a kopernikuszi világgép elterjedéséről*. A M. Tud. Akad. Társ.-Tört. Tud. Osztályának Közl. 1952. 233—247. l.

11. A legrészletesebb monográfiát Pósa-házi Jánosról eddig Makkai Ernő írta: *Pósa-házi János élete és filozófiája*. Kolozsvár 1942.

12. Vö. ezzel kapcsolatban Makkai és Erdélyi id. művein kívül: Samu János: *Hitviták a XVII. század második felében*. Budapest 1901. Makkai László: *A magyar puritánusok harca a feudalizmus ellen* Bp. 1952. Zoványi Jenő: *A coccejanizmus története*. Bp. 1890. Turóczi-Trostler József: *Magyar Cartesianusok* Bp. 1933.

13. L. pl. De Vrijer: *Henricus Regius: Een „Cartesiansch” Hoogleeraar aan de utrechtste Hoogeschool*. Hága 1917.

14. Pósa-házi János: *Igazság istájpja*. Sárospatak 1669.

15. L. pl. Koncz József: *A marosvásárhelyi ev. ref. kollégium története*. Marosvásárhely 1889.

16. *Physiologia est scientia de substantia corporea ejusque affectionibus et operationibus*. Phil. Nat. I. 1.

17. Itt meg kell jegyezni, hogy ebben az időben szokás volt pl. az optikát alkalmazott geometriának nevezni, tehát azt a matematikai tudományok közé sorolták. Ide tartozott még a csillagászat, a földrajz, zene és maga a mechanika is, amennyiben a gépekkel foglalkozott.

18. Phil. Nat. 178. l.

19. Phil. Nat. IX. fej.

20. „Ac quicquid homines loquuntur, veritas non ab illorum cerebellis, sed a rebus ipsis pendet. Nos igitur

hac in parte volumus potius esse Atomistae, quam Thomistae; malumus hic bibere exlympido Democriti puteo, quam ex turbidis Scolasticorum aut Aristotilicorum lacunis: . . . Phil. Nat. 73. l.

21. A legjobb összefoglalást a XVII. századbeli atomelméletekről Lasswitz i. m. adja.

22. Caspar Schott jezsuita már 1657-ben ismerteti Guerike légszivattyúját, de hangoztatja, hogy itt csak légritkításról van szó. A XVII. század magyarországi irodalmában csak egy szerzőnél, az eperjesi Czabán Izsáknál, Pósa-házi kortársánál találtam utalást a vákuum kísérleti igazolására, valószínűleg szintén Schott könyve alapján. Czabán igen érdekes és értékes monográfiát írt az atomizmusról, amelyben többek közt kifejti, hogy a természetben nincs ugyan vákuum, de mesterségesen előállítható. Ez az állítás nagy haladás, mert a skolasztikusok szerint vákuum létrehozására legfeljebb az isten képes.

23. Phil. Nat. 156. l.

24. uo. 31. l.: „... haec definitio multo sit obscurior ipso motu . . . quod vel Doctissimi Peripateticorum conquesti sunt de hac definitione . . .”

25. uo. 40. l.

26. uo. 44. l.: „2. Regula Unum quodque permanet in illo statu in quo est, nisi ab alio movente vel intrinseco vel extrinseco inde deturbetur.”

27. uo. XIV. fej.

28. uo. 243. l. „Calor, frigus, humiditas, siccitas, raritas, densitas, crassities, tenuitas, mollities, durtities, fluiditas, aequositas, oleaginositas, visciditas, volatilitas, fixitas, flexilitas, laeuitas, asperitas, perspicuitas, opacitas, continuitas et contiguitas, gravitas et levitas.”

29. Uo. 244. l.

30. uo. 245. l.: „... cum corporis alicujus contacti particulae celerius moventur, quam particulae manuum nostrarum, illud calidum judicamus; cum tardius, frigidius; . . .”

31. uo. 252. l.

32. uo. 179. l. „Opinio ista utrum sit vera, doctis relinquatur judicanda; mihi sane non videtur absurda.”

33. uo. 216. l.

34. L. pl. 184. l.

35. Szombati János: *A sárospataki főiskola története*. Sárospatak 1919. 189—190. l.

36. Zemplén Jolán i. m. 213. l.

## Neutrodiffrakció alkalmazása az anyag-finomszerkezeti kutatásban II.

### III. A magszórás alkalmazásai

#### 1. Az alkalmazás elvei

A neutron-szórás természetesen elsősorban azokon a területeken alkalmazták, amelyeken újat, vagy többet lehet belőle kiolvasni, mint a röntgenszórásból. Mindenekelőtt tehát a neutron- és a röntgenszórás közti legfontosabb különbségekre kell rámutatnunk.

Az egyik különbségről II. 3.-ban volt szó: a szórás amplitúdók egészen mások a két esetben. A röntgenszórás amplitúdók monoton növekednek a rendszámmal, úgyhogy szomszédos rendszámú elemek szórás amplitúdói közti különbség kicsi, az egymástól távoli rendszámú elemek szórás amplitúdói közti különbség viszont nagy. Emiatt a szomszédos rendszámú atomokat röntgenszórással nehéz megkülönböztetni egymástól,

nagyon kis rendszámú atomokat nagy rendszámúak mellett pedig sok esetben nem lehet lokalizálni a röntgenszórás segítségével. Az ilyen esetek többségében a neutron-szórás amplitúdók értékei kedvezőbbek. Ebből adódik a neutron-szórás két alkalmazási területe: kis rendszámú elemeket jóval nagyobb rendszámúak mellett tartalmazó anyagok, valamint szomszédos rendszámú elemeket tartalmazó anyagok szerkezetének vizsgálata.

Másik fontos különbség az, hogy az abszorpciós és a szórás hatáskeresztmetszet viszonya neutronokra a legtöbb atommag esetében néhány tizedes nagyságrenddel kisebb, mint röntgensugárzásra. Ez tette lehetővé, hogy a kristálypor-diffrakciós technikát neutronok esetében sikerrel terjesztették ki abszolút intenzitások mérésére. Az ilyen mérések kiértékelésére használt intenzitás-képletek — a polarizációs faktortól eltekintve, amely itt hiányzik — ugyanazok, mint a röntgen-esetben.



Ezeknek a méréseknek az alkalmazásáról (a  $b$  szórási amplitudó értékének meghatározása) II. 2.-ben volt szó.

Általában a diffrakciós képek kiértékelésében nagy előny, hogy a szórt intenzitásban viszonylag kicsi az abszorpció szerepe, és így utóbbinak számítással való figyelembevétele sokkal kisebb bizonytalansággal történhet, mint a röntgen-porfelvételeknél. Az abszorpció kicsiny voltának tisztán mérés technikai szempontból is gyakran nagy jelentősége van. (Termosztátban, kriosztátban elhelyezett anyagok vizsgálata.)

A röntgen-diffrakcióhoz képest éppen a kis abszorpció miatt át kellett értékelni az ún. (és a röntgendiffrakció területén jólismert) extinkciós effektusokat. Amikor egy kristály reflexiós helyzetben van, azaz éppen igen nagy intenzitással szórja a ráeső sugárzást, akkor a beeső sugár a kristályon való áthaladás közben nyilván jóval nagyobb mértékben gyengül, mint a kristály nem-reflexiós helyzeteiben, amikor a beeső sugár gyengülését csak a közönséges abszorpció és a rendszerint jóval kisebb mértékű inkoherens szórás szabja meg. Ennélfogva a besugárzott anyagnak mélyebben fekvő részei jóval kisebb intenzitású besugárzást kapnak, mint a sugárforráshoz közelebb eső részek. (A kis kristályok szórásának II. 1.-beli tárgyalásában hallgatólag szerepelt az a feltevés, hogy a kristály minden atomja ugyanolyan intenzitású besugárzás hatásának van kitéve.) A beeső sugárnak a reflexió következtében való gyengülését nevezik extinkciónak.

Világos, hogy a neutron-diffrakció esetében az abszorpció kicsisége miatt nagyobb szerephez jut az extinkció, mint a röntgen-diffrakcióban. A számításokból kiderül, hogy mivel a legtöbb egykristály eléggé tökéletes (mozaik-) szerkezetű, az extinkciós hatások általában elhanyagolhatók, ha a kristály kisebb 1 mm-nél.

Amint II. 1.-ben mondtuk, a röntgen-szórási amplitudó a szórási szöggel csökken, a rugalmas neutron-magszórási amplitudó viszont a szórási szöggel nem változik. Így a neutron-szórás esetében viszonylag jobban érvényesül a szórásnak a nagyobb szórási szögekhez tartozó része. Ezért sikerül néha olyan nagyszögű neutron-reflexiókat is észlelni, amelyeknek megfelelő röntgen-reflexiók eltűnnek a diffúz szórásban.

A röntgensugarak szóródása az elektronokon történik, a neutron-sugarak most tárgyal szóródása pedig az atommagokon. A röntgen-szórásból tehát az elektron-eloszlásra, a neutron-magszórásból pedig az atommagok elhelyezkedésére lehet következtetni. Erősen diffúz elektron-eloszlás esetén az elektron-eloszlásból esetleg egyáltalán nem is lehet meghatározni a magok helyét. Ilyenkor ezt az információt neutron-szórásból esetleg megkaphatjuk.

Végül egy fontos különbségről a II. 4.-ben volt szó: ott láttuk, hogy a neutron-szóráson keresztül lehetővé válik az anyag hőmozgásának jobb megismerése.

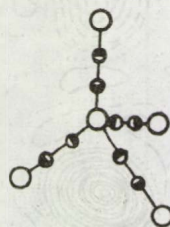
Ezek az alkalmazások igen sok új megismerésre vezettek már eddig is, és az ilyen vizsgálatok száma rohamosan növekszik. A következőkben kiragadunk néhány jellegzeteset a neutron-diffrakcióval elért legfontosabb finomszerkezet-vizsgálati eredmények közül.

## 2. Könnyű atomok helyének meghatározása.

A neutron-diffrakció alkalmazásának egyik nagy sikere volt a jég szerkezetének tisztázása. Röntgen-diffrakcióval csak az O-atomok elrendeződését lehetett megállapítani. Eszerint minden O-atomot tetraédesen vesz körül négy másik O-atom, a szomszédos O-atomok közötti távolság 2,76 Å. A H-atomok elhelyezkedésére különböző plauzibilis elképzelések voltak, de ezek között röntgen-diffrakcióval nem lehetett dönteni. Wollan, Davidson és Shull 1949-ben kiszámították, hogy a különböző plauzibilis elképzeléseknek megfelelő H-elrendeződések esetén milyen intenzitású neutron-reflexiók várhatók a jég-kristálypor szórásában. A kísérletileg meghatározott intenzitások az egyik H-elrendeződési elképzeléssel: a Pauling-féle álltak csak összhangban.

A Pauling-féle modell szerint a H-atomok az O-atomok közt helyezkednek el, mégpedig úgy, hogy két szomszédos O-atomot összekötő egyenes mentén egyetlen H-atom található, és ez a H-atom egyenlő valószínűséggel tartózkodik az egyik, ill. a másik O-atom közelében, tőlük 0,96 Å távolságban. Képletesen ezt úgy fejezhetjük ki, hogy két-két szomszédos O-atomot összekötő egyenesdarab mentén, tőlük 0,96 Å távolságban, 2 db fél-hidrogén atom helyezkedik el. (Innen származik a „fél-hidrogén modell” elnevezés.) A 3. ábra mutatja ennek a szerkezetnek egy elemét.

Hogy a H-elrendeződés tényleg ilyen, azt 1953-ban Peterson és Levy közvetlenebb módon is igazolták: jég-egy-kristályok reflexióinak a vizsgálatával.



○ O atom  
● „fél-hidrogén” atom

3. ábra.

A jég szerkezetének egy eleme.

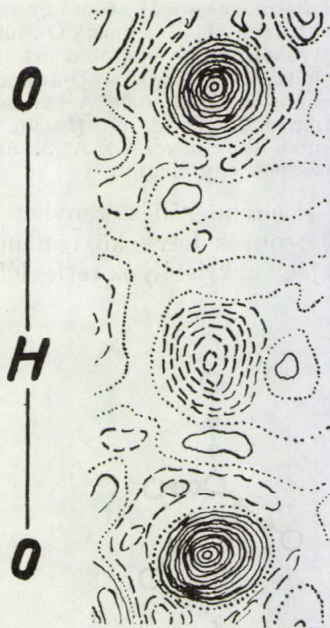
Ezeket a méréseket nem közönséges jégen, hanem nehézvíz-jégen ( $D_2O$ ) végezték. Ez általános módszer a H-atomok helyének a megállapításánál. Célja az, hogy elkerüljék a H-atomok által okozott nagy inkoherens szórást (lásd II. 3.),



amely a reflexiók intenzitásának mérését erősen zavarná. Emellett előny az is, hogy így nagyobb koherens szórást kapunk, mert  $S_D > S_H$  (lásd II. 3.-ban az 1. táblázatot).

Külön érdekessége van a  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  szerkezetének. Ez az anyag  $120\text{ K}^\circ$  (az ún. Curie-hőmérséklet) alatt ferroelektromos. Ezt az anyagot többen is vizsgálták neutron-diffrakcióval. A legbehatóbb ezek közül Bacon és Pease munkája (1953—1955). Egykristály-felvételeket készítettek  $77\text{ K}^\circ$ -on és  $132\text{ K}^\circ$ -on, tehát a Curie-pont alatt és felett. A felvételekből a reflexió-intenzitások kimérésével a röntgen-diffrakciós felvételek kiértékelése területén szokásos módon ún. Fourier-projekciókat készítettek. A 4/a ábra egy  $77\text{ K}^\circ$ -ra, a 4/b ábra egy  $132\text{ K}^\circ$ -ra vonatkozó projekció-részletet mutat.

Ezek a projekciók tulajdonképpen a kristályrács elemi cellájában a szórási amplitudó sűrűség-eloszlásának, másszóval a szóróképesség eloszlásának egy kiválasztott síkra való vetületét mutatják. A görbék a projekció azonos sűrűségű helyeit kötik össze. A kihúzott görbék pozitív, a szaggatott görbék negatív, a pontozott görbék O szóróképességet jelölnek. A szomszédos vonalak közt a szóróképesség-különbség abszolút értéke mindig ugyanakkora.



4/a. ábra.

$77\text{ K}^\circ$  hőmérsékletű  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  szóróképességi Fourier-projekciójának egy részlete.

A legnagyobb pozitív szóróképességű helyek ezekben az ábrákban O-atomoknak, a legnagyobb abszolút értékű negatív szóróképességű helyek pedig H-atomoknak felelnek meg. Az O—H—O kötéstávolságokat az ábrák mellett durván megjelöltük. A 4/b. ábra szerint  $132\text{ K}^\circ$ -on a H-atom a két szomszédos O-atomtól egyenlő távolságban helyezkedik el, a  $77\text{ K}^\circ$ -os ferroelektromos állapotban (4/a. ábra) azonban a H-atom elhelyezkedése

a két szomszédos O-atomhoz képest kissé aszimmetrikus. Az elektromos dipólmomentum kialakulása nyilván összefügg ezzel az eltolódással. A ferroelektromos állapotbeli felvétel alatt a kristály elektromos térben volt, amely biztosította azt, hogy ezek az eltolódások az összes elemi cellákban egyirányúak voltak, azaz hogy a kristály egyetlen ferroelektromos doménből állt.

A 4/a. és 4/b. ábrával kapcsolatban jogosan felmerül az a kérdés, hogy a szóróképesség-eloszlás miért olyan diffúz, hiszen a szóróképesség a pontoszerű atommagokra van lokalizálva. Ennek kettős



4/b. ábra.

$132\text{ K}^\circ$  hőmérsékletű  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  szóróképességi Fourier-projekciójának egy részlete.

oka van. Az ilyen projekciók megszerkesztéséhez elvben végtelen Fourier-sort kellene használnunk. A sor mindegyik tagja együtthatójának abszolút értékét egy-egy reflexió intenzitásából lehet meghatározni. Természetesen csak véges számú reflexiót lehet mérni. Röntgen-diffrakciónál a reflexiók intenzitása  $\frac{\sin \theta}{\lambda}$  növekedésével erős átlagos csök-

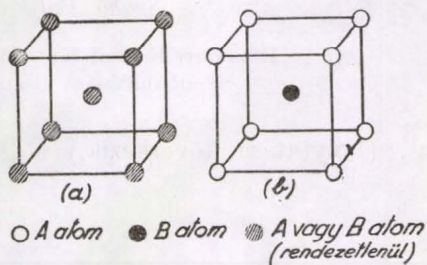
kenést mutat a röntgen-szórási amplitudók csökkenése miatt, a neutron-reflexiók intenzitása azonban  $\frac{\sin \theta}{\lambda}$  hozzáférhető tartományában nem

mutat szisztematikus változást. (Lásd III. 1.) Így a magasabb Fourier-tagok elhanyagolása a röntgen-diffrakció esetében általában kis hibát okoz csak, neutronoknál azonban nagyot. Ezt úgy is kifejezhetjük, hogy a magasabb Fourier-tagok elhanyagolása miatt az eljárás véges felbontóképességű. A másik ok a hőmozgás, amelyet a szóró magok végeznek az anyagban. E két ok együttes hatása okozza azt, hogy az ilyen ábrákban a szóróképesség-eloszlás diffúznan mutatkozik.



### 3. Szomszédos rendszámú atomok megkülönböztetése.

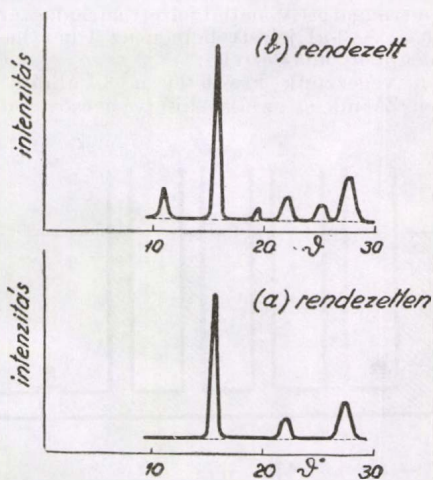
Ez különösen fontos bizonyos olyan ötvözetknél, amelyek kristályszerkezetében — pl. megfelelő hőkezeléssel — különböző rendezettségű állapotokat lehet megvalósítani. Egyszerű példa erre a FeCo. Ennek elemi cellája (5. ábra) rendezetlen állapotban testcentrálalt kocka, melynek csúcsain is, középpontjában is egyenlő valószínűség-



5. ábra.

A FeCo elemi cellája  
a) rendezetlen, b) rendezett állapotban.

gel fordulhat elő Fe, ill. Co. Kimutatható, hogy ilyenkor a reflexiók intenzitását úgy lehet számítani, mintha ezekben a rácspontokban egy fél Fe-atom és egy fél Co-atom helyezkedne el, azaz mintha mindegyik rácsponthoz tartozó szórási amplitudó:  $b = \frac{1}{2} b_{\text{Fe}} + \frac{1}{2} b_{\text{Co}}$  volna.



6. ábra.

A FeCo szórása  
a) rendezetlen, b) rendezett állapotban.

Rendezett állapotban a cellacsúcsponthoz csak az egyik fajta atom (pl. Fe), a cellaközéppontokhoz csak a másik fajta atom (Co) található. Ilyenkor a reflexiók intenzitását úgy kell számítani, hogy a csúcsponthoz a  $b_{\text{Fe}}$ , a középpontokhoz a  $b_{\text{Co}}$  amplitudót rendeljük.

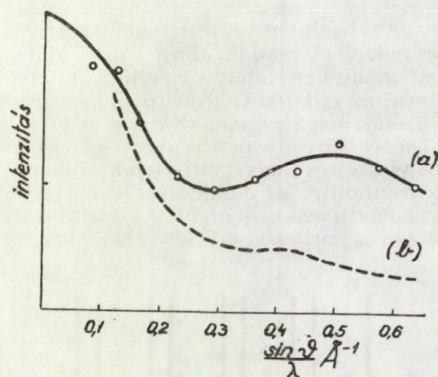
A Fe és a Co röntgen-szórási amplitudója — bizonyos speciális hullámhosszúktól eltekintve — közel egyenlő egymással, és így  $b \approx b_{\text{Fe}} \approx b_{\text{Co}}$ , tehát a rendezett és a rendezetlen szerkezetéről

kapott röntgen-reflexiók intenzitása gyakorlatilag egyforma. A megfelelő neutron-szórási amplitudók azonban az I. 3.-ban közölt táblázat szerint lényegesen különböznek egymástól, és így a kétféle szerkezetéről lényegesen különböző neutron-reflexiókat kell kapnunk.

A 6. ábra mutatja ezt. (Shull és Siegel, 1949.) Fent a rendezett, lent a rendezetlen állapotú ötvözetéről kapott pordiffrakciós relatív intenzitás-eloszlás látható. Ezen két szélső rendezettségű állapot között mindenféle közbülső állapot előfordulhat. A rendezettség mértéke a FeCo esetében neutron-diffrakcióval a mondottak szerint megállapítható, röntgen-diffrakcióval nem.

### 4. Folyadékok és gázok szerkezetének vizsgálata.

Ezekben a vizsgálatokban nagy szerepe van a neutronok kis abszorpciójának, amennyiben elég vastag anyagminták használhatók és a sugárzást alig zavarja a tartóedény, továbbá igen fontos szerepet játszik itt a szórási amplitudó izotróp volta, mert így a nagyobb szögeknél mért intenzitások nem szorúlnak háttérbe.



7. ábra.

O<sub>2</sub>-gáz a) neutron-szórása, b) röntgen-szórása.

A 7. ábrában látható az O<sub>2</sub>-gázzal kapott neutron-diffrakciós és röntgen-diffrakciós intenzitás-eloszlás. (Alcock és Hurst, 1949.) Az elsőben észlelhető maximum helyéből meg lehet határozni az O<sub>2</sub> molekulában az O—O atom-távolságot. A megfelelő röntgengörbén ez a maximum alig vehető észre. Ennek az a magyarázata, hogy utóbbi görbét a diffúz elektron-eloszlás határozza meg, az előbbi pedig az O-atommagok molekulán belüli eloszlása, amely még a hőmozgást figyelembe véve is jóval kevésbé diffúz, mint az elektron-eloszlás.

### 5. Kristályok hőmozgásának vizsgálata.

Amint II. 4.-ben láttuk, a rugalmatlan mag-szórásból következtetni lehet a kristályok hőmozgására. A rugalmatlan szórásnál a szórt neutro-



nok energiája más, mint a beeső neutronoké. Ezt használta ki először Brockhouse 1955-ben, amikor is kristályokról adott irányban szórt neutronok energiaspektrumát kimérte.

A spektrum kimérése ugyanazon az elven történt, mint a monokromatikus sugárzás előállítása (lásd I.). Az adott irányban részben rugalmasan, részben rugalmatlanul szórt, tehát polikromatikus neutronok útjába megfelelően elhelyezett egykristály a sugárzásból csak bizonyos hullámhosszú komponenszt reflektál. A kristály és a ráeső sugárzás relatív helyzetét jellemző  $\theta$  szög (lásd I.-ben az 1. ábrát) változtatásával egymásután reflexióra kerülnek a különböző hullámhosszú komponensek, és ezek intenzitása így szétválasztva megmérhető.

Ehhez a méréshez rendkívül finom technika szükséges. Hiszen a mért sugárzás háromszoros szóródás után jutott el a reaktor-csatorna nyílásától a detektorhoz. Az első szóródás a monokromátor-kristályon történt (lásd I.). A második szóródást a vizsgálandó kristályon, végül a harmadikat az energia-spektrum meghatározására szolgáló ún. analízátor-kristályon szenvedték el a neutronok. A mért intenzitások tehát rendkívül kicsik.

*Szabó Pál*

Központi Fizikai Kutató Intézet  
Neutronfizikai Osztály

(Folytatása következik.)

## A FIZIKA TANÍTÁSA

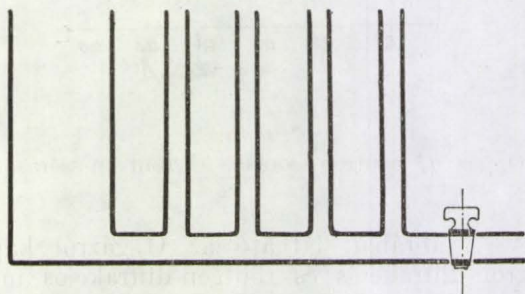
### Aero és hydrodinamikai készülék

Oktatásunkban több alkalommal hivatkozunk arra, hogy a hydro- és aerodinamikában ugyanazon törvényszerűségek uralkodnak. Ennek igazolására állítottam össze az alábbi leírandó készüléket.

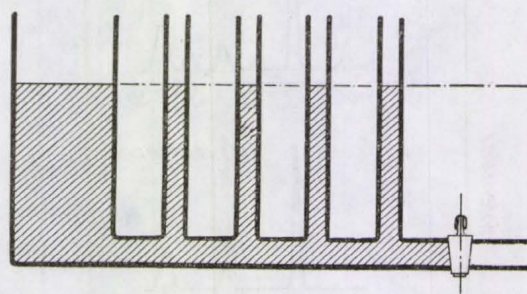
Ismeretes az a kísérlet, hogy veszünk egy folyadék-tartályt, melyből hosszabb, vízszintes csővel vezetjük el a vizet. A vízszintes csővön függőleges nyomásmérő csövek vannak elhelyezve (1. ábra). Amennyiben a folyadék nyugalomban van, tehát a vízszintes kifolyó cső vége el van zárva, az oldalcsövekben (nyomásmérő-csővek) a folyadék azonos magasságban van, amint az a közlekedő edények ismert törvényének is megfelel (1a. ábra). Ha azonban a vízszintes cső végét nyitjuk, akkor a folyadék áramlása megindul, s az oldalcsövekben a folyadék most már nem azonos magasságban áll a vízszintes cső hosszúságával arányos súrlódási erő következtében (1b. ábra).

Ezek után nézzük meg, milyen következménye lesz annak, hogy az áramló-cső keresztmetszetét egyszer növeljük, másszor csökkentjük, s egyben azokon a helyeken meg is mérjük, a nyomást. Evégből a kísérletet a következő alakú csővel végezhetjük el (2. ábra). Ha a folyadék áramlik, akkor amennyiben a kifolyási csővön nem lennének tágulatok, akkor a folyadék esése a pontozott vonal útját követné. Azonban Bernoulli törvénye szerint az 1. jelzésű helyen, ahol kicsi a sebesség a nyomás nagyobb lesz, mint a pontozott vonal által jelzett nyomás a 2.-vel jelzett helyen nagy lesz a sebesség, tehát a nyomás kisebb lesz, mint a szaggatott vonallal jelzett súrlódási erő követelte nyomás. A 3-al jelzett helyen az 1-hez hasonlóan változik meg a nyomás értéke.

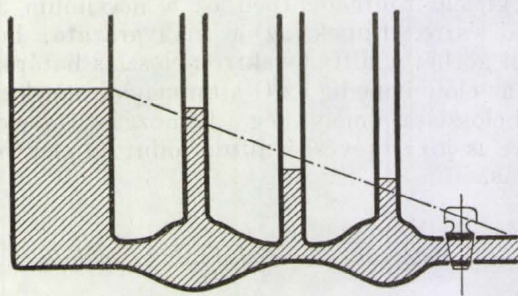
Ezután végezzünk kísérletet a 3. ábrán látható készülékkel. Zárjuk el az alsó kifolyási csövet dugóval.



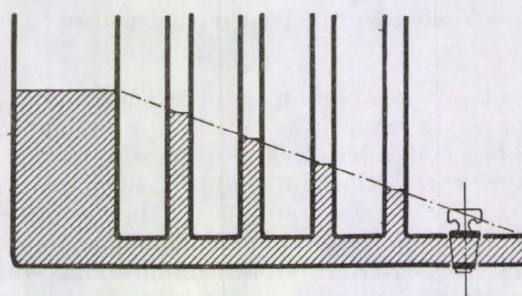
1. ábra



1/a. ábra

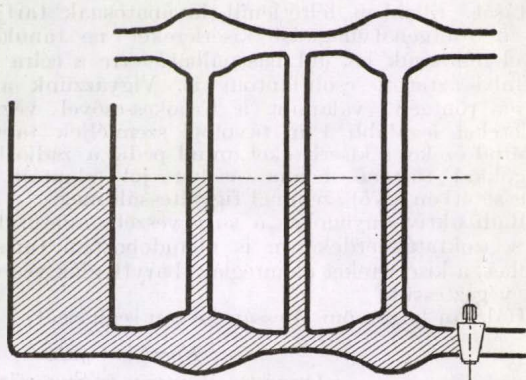


2. ábra

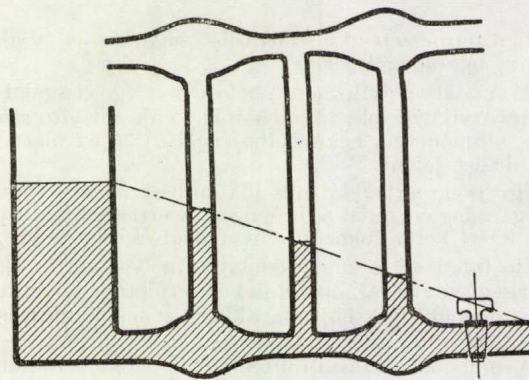


1/b. ábra

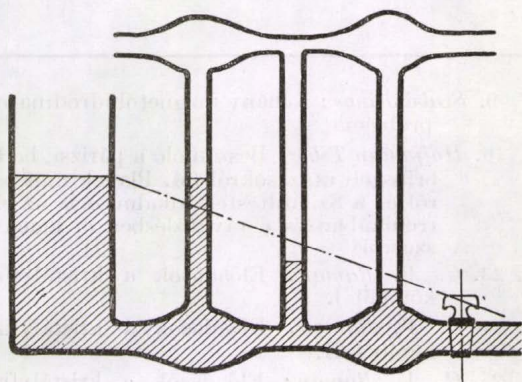




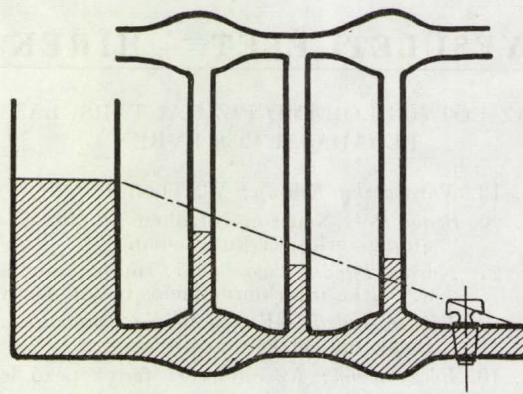
3. ábra



3/a. ábra



4. ábra



4/a. ábra

Ekkor a közlekedőedények törvénye szerint a függőleges csövekben a folyadék egyenlő magasságban áll. Fújunk most bele a felső csőbe (esetleg kompresszor segítségével), vagy porszívóval, ha azt fordítva kapcsoljuk) akkor a 4. ábrának megfelelő alakzatot látjuk, ami lényegében a 2 ábrán látható készülék folyadékkáramlásakor volt látható.

Ezzel pedig igazoltuk állításunkat, hogy az aerodinamikában ugyanazon törvényszerűségek uralkodnak, mint a hidrodinamikában.

Koczás Gyula

Országos Röntgen és Sugárfizikai  
Intézet

## Sugárvédelmi feladatok iskoláinkban

A mind nagyobb és nagyobb sugárvédelmi igények szinte felszólításszerűen köteleességükké tették a sugárvédelem kérdésének iskoláinkban való megvizsgálását. A katód-, röntgen és Ra-aktív,  $\beta$ - és  $\alpha$ -sugárzással az iskolákban bemutató kísérleteket végeznek, néhány iskolában tanulói kísérletek programjába is bevették az ilyen fajta kísérleteket.

Fizikus-tanáraink ezeket a kísérleteket rendszerint úgy végzik el, hogy csak a nagyfeszültségből származó károokra és veszélyekre ügyelnek, de elhanyagolják a szükségszerűen jelentkező sugárzási károkat. Pedig, ha kézátvilágítást végzünk az iskolai röntgen-csővel, akkor a kézfej és környéke 0,04–0,05 r/h dózisteljesítményű sugárzást kap. Még 2 méter távolságból is 0,001 r/h teljesítményű sugárzás mérhető. A forgalomba kerülő Crookes-csőnél („katódsugárcső”) valaminél jobb a helyzet. A csőtől 10 cm-re 0,025 r/h teljesítményű sugárzás mérhető.

Az 1953. évi koppenhágai radiológiai kongresszus által javasolt és 1956-ban Genfben elfogadott megengedett dózisértékek a következők:

1 hétre eső, még tolerálható, megengedett dózis 0,3 r, de csak úgy, hogy 1 év alatt már nem kaphat többet az

ember, mint 5,0 r dózisértéknek megfelelő sugárzást, de ezt is úgy, hogy 30-ik életévig nem szabad, hogy több sugárzás érjen valakit 50,0 r-nél.

Tehát életünk első 30 évében nem érhet bennünket nagyobb ionizáló sugárzás, mint amelynek átlagos heti dózisa 0,033 r.

Minden élőlény állandó sugárzásban él. A kívánatos — természetesen — az lenne, hogy a természetes sugárzásnak kitett embert több sugárzás ne érje. Viszont sem az atomenergia békés felhasználásáról, sem sugárzások terápiás és diagnosztikai értékéről nem mondhatunk le. Éppen ezért meg kell alkudni. Ezért állapították meg a fenti dózisértéket, mint megengedett sugárzási értékeket. Ezek a sugárzási értékek ugyanis — mai vizsgálómódszereink alapján — az egyén egész élete folyamán észrevehető elváltozásokat nem idéznek elő. Viszont általánosan ismert a sugárzások genetikai hatása, melynél a jelenlegi álláspont az, hogy genetikai sérülések részére nem lehet alsó határt megállapítani. Minden sugárzás, mely az emberi szervezetet éri genetikailag káros és nem gyógyítható.

Hogy mekkora sugárzásnak van kitéve az ember, erre vonatkozóan több szerző sok dolgozata alapján azt mondhatjuk, hogy



1. a természetes külső és belső sugárzás 30 év alatt kb. 4 r sugáradagot jelent.

2. Az atomcivilizációs befolyás (rtg.-vizsgálatok, rtg.-cipőátvilágítások, távolbalátás, órák világító számlapjai, atomenergia békés felhasználása) 30 év alatt kb. 3,3 r dózist jelent.

Így tehát átlagban minden embert 30 éves koráig 7 r sugáradag ér, tehát a megengedett értéknek kb.  $\frac{1}{7}$ -ed része. Ezért kell a fokozott elővigyázat és óvatosság.

Ha tehát azt a sugárvédelmet, melyet ma az egész emberiség igényel az élet minden területén, következetesen végre akarjuk hajtani, akkor ezt iskoláinkra is ki kell terjeszteni.

A röntgensugárzást tanító tanár 10 perces bemutatása 0,01 r adag, ha saját kezét világítja át. Ez nem lesz ártalmára a felnőtt tanárnak, még azt is figyelembe véve, hogy előzőleg elvégezte a Crookes-csővek be-

mutatását. Ellenben feltétlenül kívánatosnak tartjuk, hogy a röntgenátvilágítási kísérleteket ne tanulóink kezével mutassuk be. Jól használható erre a célra egy parafinba áztatott csontfantom is. Vigyázzunk arra, hogy a röntgen, valamint a Crookes-csővel végzett kísérleteket legalább 1 m távolságból szemléljék tanulóink. Mind ezeket a kísérleteket, mind pedig a radioaktív anyagokkal történő bemutatásokat jól adaptált (10 percig sötétben lévő) szemmel figyeltessük meg.

Radioaktív anyagokat a sugárveszély miatt, de a helyes szoktatás érdekében is ólomdobozban tartsuk. Ha lehet, a kísérleteket ólomtéglák, baryttéglák védelme alatt végeztessük.

Hálásan köszönöm Bressán István segítségét.

Kockás Gyula

Országos Röntgen és Sugárfizikai Intézet

## EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

### AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT ELŐADÁSAI 1958 ÉVBEN

- I. 13. *Novobátsky Károly*: W. Thomson
- I. 20. *Szabó Pál*: Neutron-diffrakció alkalmazása az anyagszerkezeti kutatásban
- I. 27. *Kovács István—Scari Ottó*: Intenzitás eloszlás egy ritka interkombinációs molekulásávbán
- II. 3. *Vincze András—Vizesy Mária*: Ionizáló sugárzások hatása kémiai anyagokra I.
- II. 10. *Pócza Jenő*: Az előhívott fényképező lemez fizikai kérdései
- II. 17. *Pál Lénárd—Kiss Dezső—Kiss István*: Tudományos felkészülés a magyar kísérleti atomreaktor felhasználására I.
- II. 24. *Pál Lénárd—Kiss Dezső—Kiss István*: Tudományos felkészülés a magyar kísérleti atomreaktor felhasználására II.
- III. 10. *Feit Pál—Fogarassy Bálint—Tompá Kálmán*: Beszámoló a mikrohullámú elektromágneses terek kvantumos jellegének kísérleti vizsgálatairól
- III. 17. *Vincze András—Vizesy Mária*: Ionizáló sugárzások hatása kémiai anyagokra II.
- III. 24. *Kiss Árpád—Muh Béla*: Szerves vegyületekben lévő heteroatomok hatása az ultraibolya színkép alakulására
- III. 31. *Kószó Éva*: Fázisstabilitás és vertikális stabilitás vizsgálata mikrotronban
- IV. 14. *Tarnóczy Tamás*: A teremakusztika korszerű szemlélete
- IV. 21. *Dr. H. Raether*: Über die Elektronenlawine und ihre Entwicklung bis zum Durchschlag
- IV. 28. *Vincze András—Vizesy Mária*: Ionizáló sugárzások hatása kémiai anyagokra III.
- V. 5. *Falta Éva—Ladik János—Láng László*: Kondenzált aromás szénhidrogének ultraibolya abszorpciós színkép vizsgálata
- V. 12. *Szalay László*: Beszámoló a Szovjetunió Tudományos Akadémiájának Fizikai Intézetében és a Lomonoszov Egyetemen folyó lumineszcencia vizsgálatokról
- V. 19. *Berényi Dénes*: Megjegyzések a magspektroszkópiai problémáihoz, egy svédországi tanulmányúttal kapcsolatban
- VI. 2. *Sz. V. Tyablikov*: A szuperfluiditás és szupervezetés elméletének alapproblémái
- VI. 5. *Sz. V. Tyablikov*: A mágnesség elméletének egyes kérdései

- VI. 9. *Szabó János*: Néhány magnetohidrodinamika probléma
- VI. 16. *Hoffmann Tibor*: Beszámoló a párizsi, berlini, brüsszeli utazásokról (M. Planck ünnepségről és a Szilárdtestek alkalmazása az elektronikában és a távközlésben c. kongresszusról)
- VI. 23. *C. V. Raman*: Előadások a kristályfizika köréből I.
- IV. 24. *C. V. Raman*: Előadások a kristályfizika köréből II.
- VI. 25. *C. V. Raman*: Előadások a kristályfizika köréből III.
- X. 27. *N. N. Andrejev*: Thermodynamische Beziehungen zwischen Elektrostriktion und Kerreffekt
- XII. 1. *Ladik János*: A  $H_2$  molekula alapállapotának tárgyalása a relativisztikus kvantummechanika alapján, a Wang-féle hullámfüggvény segítségével
- XII. 5. *N. A. Prilezsajeva*: Über einige Fragen der Spektralanalyse
- XII. 8. *D. I. Blohincev*: Nukleonok szerkezete
- XII. 15. *Groma Géza*: Polarizációs áramok dielektrikumban
- XII. 15. *Dr. Ing. Justus Mühlenpfordt*: Die Bedeutung und Anwendung der stabilen Isotopen in der Forschung
- XII. 22. *Pócza Jenő*: Torricelli emlékülés.

### A KÖZÉPISKOLAI TANÁROK RÉSZÉRE RENDEZETT ELŐADÁSOK 1958. ÉVBEN

- II. 26. *Pócza Jenő*: Az elektron, mint hullám
- III. 26. *Hatházi Dávid*: A helikopter
- V. 28. *Csekő Árpád*: A poláros fény tanításával kapcsolatos kísérleti problémák
- VI. 14. *Vermes Miklós*: Az 1958. évi Középiskola Tanulmányi Verseny fizikai példái
- X. 15. *Marx György*: Új irányok az elemi részek kutatásában
- XI. 19. *Hoffmann Tibor*: A fototron egy új molekuláris erősítő
- XII. 20. *Vermes Miklós—Baintner Géza—Pócza Jenő*: Eötvös Loránd tanulmányi verseny díjkiosztó ülése,



A Magyar Szabványügyi Hivatal tevékenységének csak kis része fizikai tárgykörű. A rendszerezések, megállapodások megalkotása és szabványba foglalása a fizikának csak némely alkalmazási területén szükséges és indokolt. Fizikai témák általános szabványosítási szükségességéről, valamint egy témakörrel: a mennyiségek elnevezéséről, jelöléséről, mértékegységeiről és mértékrendszeiről már korábban beszámoltunk (lásd: Fizikai Szemle 5. évf. 5. szám, Dukáti Ferenc: Fizikai mennyiségek elnevezése és jelölése). E témakörön belül azóta történt némi előrehaladás, de arról összefoglalóan a következő, 1959 vagy 1960-ban megtartandó ülésszak után kívánunk beszámolni.

Szintén előrehaladt nemzetközi megállapodáson alapuló téma a *mérési eredmények közlése*. A vonatkozó MSZ 256 „Közvetlenül mért mérési sorozatok matematikai-statisztikai értékelése” ajánlott szabvány szerint matematikai statisztikai értékelés a kívánatos, azaz a mérési eredmények átlagán kívül megadandó a mért értékek száma, ill. a szabadságfok, a szórás, utalás a szórás kiszámítási módjára, esetleg a relatív szórás. A szabvány közöl néhány egyszerű módszert a szórás kiszámítására és kerekítési szabályokat ad, amelyek szerint a kerekítést a szórás függvényében kell elvégezni. A szabvány nem foglalkozik a konfidenciai intervallummal, ezen a téren még kiegészítésre szorul.

Az MSZ 18200 „Metrológiai alapfogalmak” módosítása az 1953. évi korábbi szabványnak. Ez a szabvány a Magyarországon által nemzetközi megbízásból készített terminológiai javaslatnak része. Az előkészületben lévő másik rész a mérőműszerek terminológiáját tartalmazza.

Terminológiai kidolgozásával a Hivatal csak szűk keretek között foglalkozik és elsősorban azokat a területeket dolgozzuk fel, amelyeket valamelyik általános tekintélynek örvendő nemzetközi szerv már megtárgyalt. E munka bizonyos elmélyülést kíván, mivel a nemzetközi tárgyalások menete a tudomány fejlődéséhez viszonyítva rendkívül lassú, ezért minden fogalmat külön meg kell vizsgálni, eléggé korszerű-e és szükséges-e a szabványosítandó fogalmak közé felvenni. Ezek a terminológiai ipari rendeltetésű okmányokban való felhasználásukon és a külföldi szakirodalom megértésének elősegítésén kívül a magyar nyelvű szakdolgozatok megismerését is elősegítik. Ezért alkalmazásuk minden — így a kutatás — területén is célszerű, noha ott a szabvány csak ajánlott.

Ez a tevékenység kiegészítődik magyar hozzászólások és javaslatok készítésével, amelyek a magyar szabványalkotásban csak közvetve tükröződnek vissza, viszont elvégzésük a nemzetközi együttműködés keretében szükséges.

Ilyen megfontolások alapján dolgoztuk át a jelenleg tervezet állapotban lévő hőtechnikai fogalmak szabványát, munkában van a hangtani alapfogalmak korábbi szabványának módosítása és új téma a sugárzási alapfogalmak szabványa.

Nem felelsz meg említeni az MSZ 244 „Fizikai és műszaki egyenletek írásmódja” ajánlott szabványunkat, amelynek célja fizikai mennyiségek, mértékegységek, mérőszámok és dimenziók egységes értelmezését előmozdítani, egyenletek felírására pedig olyan módozatot adni, amely a fizikai realitást hűen kifejezi. E szabvány 5 egyenlet kategóriát rendszeresített, és pedig

mennyiségi egyenlet,  
egységekre szabott egyenlet,  
mérőszám-egyenlet,  
mértékegység-egyenlet,  
dimenzió-egyenlet.

A szabvány tiltja a kevert egyenletek használatát. Ezekben az egyenlet baloldalán álló betűjel mennyiséget jelent, míg a jobboldalon álló betűjelek mérőszámok.

Ilyen kevert egyenlet például:

$$v = 5,24 \cdot 10^{-4} d n \frac{m}{s}$$

Itt  $v$  mennyiség betűjele, ellenben  $d$  és  $n$  mérőszámok.

A kevert egyenlet alkalmazása azért kerülendő, mert egy esetleges számítás során az egymást követő kifejezésekben a betűjelek szerepe cserélődik: egyszer mérőszámot, máskor pedig mennyiséget jelent ugyan az a betű aszerint, hogy az egyenlet melyik oldalára kerül, amiből zavar származhatik.

Kerülendő az is, hogy valamely fizikai mennyiséget és dimenzió nélküli tiszta számot egyenlőségi jellel kapcsoljunk össze. Pl.

$$v = \pi d n = \pi \cdot 0,6 \cdot 100 = 188 \text{ m/sec.}$$

Ily példák tankönyvben is találhatók.

A szabványosítás fizikai vonatkozású területe még a szintan: színérés különböző színárnyalatok, közöttük a biztonsági és jelzőszínek rögzítése, a fehérség mérése stb.

Tárgykörük ugyan nem fizikai, de alkalmazásuk szempontjából itt említendőek meg a matematikai jelölések szabványai. Egyes fizikai dolgozatok, különösen a vektorokat, tenzorokat és operátorokat illetően nem alkalmazták a szabvány előírásait, noha azok részben szintén nemzetközi egyezményen alapulnak és alkalmazásuk tárgyi akadályokba nem ütközik. Arra is gyakran található példa, hogy egy folyóiratban a jelölések nem egységesek. Itt szükség volna valamilyen rendezésre, esetleg a matematikai jelölések szabványának módosítása útján is.

A Hivatal feladata nemcsak a szabványok kidolgozása és korszerű szinten való tartása, hanem betartásának ellenőrzése is. Ezen a téren még nagyon sok a hiányosság. Sokan a szabványt csak akadálnak tekintik és nincsenek figyelemmel arra, hogy a szerzőnél jelentkező esetleges nehézségek az olvasást könnyítik meg. Ennek elkerülésére célszerű e pár felsorolt szabvány előzetes tanulmányozása.

Azáltal, hogy a Fizikai Szemle e közleménynek helyt ad, pozitívan járul hozzá a szabványok megismertetéséhez és segíti nemcsak azok betartását, hanem hogy a Társaság tagjai — akik a szabványok kidolgozásában eddig is jelentősen résztvettek — további lehetőséget kapjanak a Magyar Szabványügyi Hivatalban folyó fizikai vonatkozású tevékenység megismerésére, kialakítására és bírálására.

Dukáti Ferenc

## A KÜLFÖLD HÍREI

A napisajtóban annak idején kivonatolva olvashattuk „A Szovjetunió hétéves népgazdasági tervének (1959—1965) mutatószámai”-t. Az alábbiakban a Pravdában közölt eredeti szöveg alapján közöljük a tudományos kutatások kérdésével foglalkozó részt, amely olvasóink számára különösen érdekes:

A soronkövetkező hétéves tervidőszakban megteremtjük a szükséges feltételeket ahhoz, hogy még gyorsabb ütemben fejlődjen minden tudományág, hogy elvégezzük a fontos elméleti kutatásokat, s új, tudományos felfedezéseket tegyünk. Ennek érdekében ki kell dolgozni a tudományos kutatómunka széleskörű programját, összpontosítani kell a tudományos erőket és eszközöket az elméleti és gyakorlati jelentőségű, legfontosabb kutatásokra. Az állam nagy összegeket fordít új tudományos intézmények építésére, valamint az intézetek és laboratóriumok korszerű felszerelésére. A szovjet tudósok, akik behatoltak az atom- és a termonukleáris reakció titkaiba és mesterséges holdakat alkotnak, újabb nagy jelentőségű felfedezésekkel és sikerekkel gazdagítják majd tudományunkat.

A természettudományok területén vezető helyet foglal el a fizika tudománya, amelynek sikeres fejlődésétől függ a határtudományok és a népgazdaság előrehaladása. Jelenleg a technikai haladást elsősorban az alapvető fizikai kutatások területén elért eredmények határozzák meg. A szovjet fizikusok erőfeszítéseiket elsősorban a kozmikus sugárzás, a magreakciók és félvezetők fizikája kérdéseinek kidolgozására összpontosítják.



A tudomány számos területének fejlődése és a gyakorlat szempontjából egyaránt nagy elméleti és gyakorlati jelentősége van a matematikai kutatásoknak. Például a matematikai számítástechnika sikerei közvetlen kapcsolatban állnak az automatika fejlődésével.

A kémiai tudományok területén a legfontosabb feladat az elméleti kutatások mindenirányú kiszélesítése, amelyek elősegítik új korszerűbb technológia kidolgozását és a korszerű technika követelményeit kielégítő műanyagok előállítását.

Az orvostudomány és a mezőgazdasági tudomány felemelkedésének feltétlenül szükséges elméleti alapja a biológia fejlődése. A biológiai tudományok egészenek jelentősége abban az arányban növekszik, amilyen mértékben növekszik a biológiában a fizika és kémia eredményeinek felhasználása. E tekintetben nagy szerepet játszanak az olyan tudományágak, mint a biokémia, agrokémia, biofizika, mikrobiológia, szelekció és genetika.

A technikai tudományok területén a kutatások alapvető célkitűzése, hogy éles minőségi ugrást biztosítson a munkaeszközök, az anyanyag, az anyagok, a tüzelőanyag, az elektromos energia hatékony kihasználása, a munka termelékenységének növelése, az önköltség csökkentése, a termékek minőségének megjavítása területén, egyidejűleg biztosítva a munka biztonságát és kulturáltságát.

Nagy feladatok állnak a társadalomtudományok dolgozói előtt. Alapvető műveket kell alkotniok, amelyek általánosítják a társadalmi fejlődés törvényszerűségeit és a szocializmus építésének gyakorlatát; ki kell dolgozniok a kommunista társadalomba való áttérés problémáit. A társadalomtudományok dolgozóinak legfontosabb feladata a jelenkori revizionizmus és a burzsoá ideológia bírálata.

A Szovjetunió népgazdaságának fejlődése, az ipar és az építkezés irányításának sikeres átalakítása, a kolhozrendszer fejlődése és megerősödése, a nép munkatevékenységének növekedése egyre inkább megnöveli a közgazdaság-tudomány jelentőségét, amelynek szoros kapcsolatban kell állnia a népgazdaság tervezésével és a kommunizmus építésének gyakorlatával.

## K Ö N Y V S Z E M L E

H. MIELKE: ÚT A VÉGTELENBE

(Műszaki Kiadó, 1958)

A XX. század középső évtizedeiben élve olyan nagyszerű technikai találmányok megvalósulásának vagyunk tanúi, amelyek bizvást összehasonlíthatók jelentőség szempontjából a századforduló kiemelkedő technikai alkotásaival: a rádióval és a repülőgéppel. Az atomerőművekre és a rakétarepülésre gondolok.

Mindkét találmány a fizikán alapul, ezért fejlődésük — az első gyakorlati sikerek után — fokozottan érdekli a fizikusokat. Különösen áll ez a fizika oktatóira, hiszen általános és középfokon a fizika hivatott tolmácsolni az újra szomjas fiatalság felé a technikai ismereteket is. Az atomenergia alapfogalmai részletesen ismertek, megtalálhatók a tankönyvekben. Hátrább vagyunk az űrhajózás és a rakétarepülés terén. Ezért fizikusként is érdeklődéssel vesszük kézbe a Műszaki Kiadó nagyon várt és nagyon aktuális kiadványát: az első könyvet, amely magyar nyelven, a műveltebb közönség igényeit tartva szem előtt foglalkozik a Föld elhagyására készülő ember törekvéseivel. A könyv valóban érdekesítő olvasmány, szinte megszakítás nélkül olvastam végig. Az emberi szellem több évezredes vágyának kalandregény-izgalma története bontakozik ki előttünk, a gondolat első csiráitól a megvalósulás kezdetéig, sőt — a józan tudományos optimizmus által vezetve — a jövőbe is bepillantunk, amikor majd az első emberkéz építette hajók kikötnek a Naprendszer távoli szigetein. Nem is olyan távoli jövő ez: szeretnénk még századunkban megérni. Az olvasmányos szöveget érdekes fényképek kísérik, amelyek a fantasztikus regényekből ismert

A következő hetéves időszakban jelentősen kibővül a tudományos intézmények hálózata, a többi között a keleti országrészekben, fokozódik a tudományos kádereképzés, különösen a tudomány legfontosabb területein.

(Pravda: 1958. XI. 14)

\*

Az Ukrán Szocialista Szovjetköztársaság Tudományos Akadémiájának Fizikai Intézetében a ciklotron részecskeáramának integrálására alkalmas monitort dolgoztak ki. A berendezés pontossága 0,1%. (Atomnaja Energija)

\*

A Nemzetközi Atomenergiaügynökség mellett dolgozó szakemberek egy csoportja normatervezetet dolgozott ki a radioaktív izotópok sugárveszélymentes szállítására és csomagolására vonatkozóan. A bizottságban norvég, brazil, csehszlovák, francia, indiai, szovjet, amerikai, japán és angol szakértők vettek részt. A tervezetet az Atomenergiaügynökség 1958 szeptemberében tartott konferenciája vizsgálta meg. (Atomnaja Energija)

\*

Az Egyesült Államokban egy neutronforrást és -erősítőt terveztek, amelyet — röntgen- ill.  $\gamma$ -sugarak helyett — a rák gyógyítására lehet majd használni. A neutronok sokkal kielégítőbb eredménnyel alkalmazhatók rákterápiára, mint a röntgen-, vagy  $\gamma$ -sugarak, minthogy a neutronok kevésbé ártalmasak a bőrre, nagyobb az áthatolóképeségük és a biológiai hatékonyságuk. Jelenleg a legmegfelelőbb neutronforrás a magreaktor; az orvosi intézetekben azonban nem célszerű magreaktorok felállítása. A neutronerősítő esetében — melyet tervezői *konvergátornak* neveznek — a neutronáram intenzitásának ellenőrizhetetlen megnövekedésének lehetősége — amely a neutronok alkalmazása esetében a legnagyobb veszélyt jelenti — teljesen ki lesz zárva. A tervezett neutronerősítőben nem alakulhat ki láncreakció. (Atomnaja Energia)

problémák testetöltését bizonyítják: a kínai puskaporos rakétától Opel rakétaautóján át a háborús rakétákig, a mai kutatórakétákig és legvégül a mesterséges holdakig.

A könyv gyors átolvasása után gondoljunk vissza az olvasottakra részletesebben. A munka a művelt nagyközönség, rokonszakmákkal foglalkozók érdeklődésének kielégítésére hivatott ismeretterjesztő könyv. Stílusa olvasmányos, de meglehetősen felületes, zsurnalisztikus jellegű. Már pedig az érdekesítő ismeretterjesztő könyveket is épp olyan gondosan lehet (és kell is) megírni, mint a tudományos munkákat. A szerző gazdag anyagot gyűjtött össze különféle könyvekből, folyóiratokból és ez: a téma teszi a könyvet érdekessé, nem pedig az anyag átértelmezése. Ez annál inkább kifogásolható, mert a második német kiadás fordításáról van szó.

A rakétarepülés, űrhajózás mesékbe visszanyúló történetének áttekintése után a szükséges tudományos alapfogalmakat ismerteti a szerző. Itt számos szükség-telen pongyolaság adódik, pl.: *A szabadon eső test sebességváltozása másodpercenként 9,81 m/sec, vagy más szavakkal a gyorsulás 9,81 m/sec*. Mintaszerűen zavaros a centrifugális erő segítségülhívása: *Ha zsinagra erősített kulcsot körbe forgatunk, kifelé irányuló húzóerőt érzünk, ez a centrifugális erő. Ez válaszol arra a kérdésre is, hogy miért nem zuhan a Hold a Földre: a Föld vonzóereje és a centrifugális erő egyensúlyban vannak egymással. Reakcióerőről, forgó koordináta-rendszerrel szó nem esik, így többek között a mesterséges holdak mozgása sem érthető meg problémamentesen. Használja a könyv a pond fogalmát, mégis ilyen mondatot olvashatunk: Az 1000 gramm súlyú kenyér a nélkül, hogy tömege megnövekedne, a Napon negyed mázsát nyomna. Később a koz-*



mikus sugárzás áthatolóképessége helyett az *ultra-sugárzás átütőerejéről* van szó (ami fordítási defektus). Gyanúsán hangzik az a kijelentés is egy fizikus füleinek, hogy *a kutatók olyan új anyagok megteremtésén dolgoznak, amelyek kisebb tömegfelhasználással alakítanák át az elsőleges sugárzást másodlagossá.*

A kiszemelt pongyolaságokkal szemben hangsúlyoznunk kell az anyag szerencsés öszeválogatását. A csillagászati, geofizikai és fizikai alapfogalmak után a rakétaelv bemutatása következik. (Sajnos, a szerző nem emeli ki eléggé a punctum salienst: miért nem léghajó, repülő vagy lökhajtás, hanem csak rakéta vezethet el a Földről?) A kezdeti rakétakísérletek (elsősorban német kutatások) ismertetését a nagyrakéták fejlődésének bemutatása követi, a mesterséges holdakig. Rakétavezérlés, üzemanyag, hajtóművek után a jövő célkitűzései: az űrállomások létesítésére, a Hold és Mars elérésére vonatkozó tervek következnek. A szerző mindenütt felhívja

a figyelmet a reális nehézségekre, külön részletes fejezet foglalkozik az emberi szervezet problémáival (nagy gyorsulások, súlytalanság, sugárzási veszélyek). Ez a józan hang különösen üdvös a korlátlan optimizmust, relativisztikus fiatalodást, gravitációs szigetelőket maholnapra ígérő újságcikkek megjelenése kapcsán. A közeljövő lehetőségeként hangsúlyozza a szerző, hogy elsősorban távirányított rakéták utazásaira kell gondolnunk, nem pedig kormánykerék mellett ülő űrhajósok romantikus kalandjaira.

A könyv magyar kiadását feltétlenül pozitívumnak kell tekintenünk. A második magyarnyelvű kiadás helyett azonban szívesen olvasnánk egy másik könyv fordítását e témakörből, vagy esetleg magyar szerző *kiforrott és igényes* összeállítását. (Ma a legtöbb szerző ugyanis régebbi könyvekre, újságcikkekre, népszerű nyilatkozatokra támaszkodó rekonstrukciós munkára kényszerül. Mindenesetre további könyveket várunk! M. Gy)

## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

„Nagyenergiájú magfizika” konferencia Genfben. A hét éven át hagyományosan Rochesterben megrendezett „Nagyenergiájú magfizika” nemzetközi konferencia színhelye ez évben Genf volt. E konferenciák során az első csupán egynapos értekezlet volt. Az azóta eltelt évek során a „Nagyenergiájú magfizika” egyhetes, gazdag programú ülések hosszú sorából álló, világszerte elsőrangúnak elismert fontosságú nemzetközi összejövetellel nőtt. A tervek szerint jövőre a konferenciát Moszkvában rendezik meg (1959. VII.).

Az alábbiakban röviden beszámolunk a genfi konferencián elhangzott legérdekesebb eredményekről. A nukleonok szerkezetével foglalkozó ülésen a legtöbb szó a nagyenergiájú elektron-szórás-kísérletekről esett. Ezek analiziséből állapították meg, hogy a proton töltésének, mágneses momentumának, valamint a neutron mágneses momentumának sűrűségeloszlása kiterjedt, az eloszlásokat mindhárom esetben a négyzetes átlagsugár gyökének  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 0,8$  fermi értéke jellemzi. Meglepő, még magyarázatra váró kísérleti eredmény, hogy a neutron töltésseloszlásának sugara a kísérletek szerint zérus, ellentétben az elmélet várakozásával, amely szerint a neutronnak pozitív törzsét körülvevő, a proton töltésseloszlásával azonos kiterjedésű negatív mezon-felhővel kellene rendelkeznie. — A nukleonok pionokkal, fotonokkal, nukleonokkal és antinukleonokkal való kölcsönhatását tárgyaló két ülésen tisztázódott néhány, a pionszórással kapcsolatos probléma. Az elmúlt évben ugyanis Puppi és Stanghellini a negatív pionszórás-kísérletek diszperziós relációk segítségével elvégzett analizise alapján az  $f^2$  csatolási állandóra más kísérletek eredményével ellentétben álló értéket kapott. A genfi konferencián ismertetett újabb, pontosabb pionszórás-kísérletek elméleti analizise azt mutatta, hogy nincs ellentmondás a különböző forrásból nyert csatolási állandó értékek között. A jelenleg elfogadott, legpontosabb értékek:  $f^2 = 0,0885 \pm 0,002$ . — A ritka részek birodalmában két, eddig nem észlelt részecske megfigyeléséről adtak hírt. Az egyik a Berkeleyben megfigyelt anti- $\Lambda^0$  hyperon, amely pozitív pionra és antiprotonra bomlott  $Q = 35^{+2,6}_{-0,9}$  MeV energia felszabadulása mellett. A másik új részecske: a  $\Xi^0$ -hyperon megfigyeléséről az École Polytechnique Pic du Midi-n működő csoportja számolt be. Azt az 500 elektron-tömeg körüli részecskét, amelynek megfigyeléséről néhány éve Alihanyan adott hírt, más laboratóriumokban nem sikerült észlelni. Ezzel kapcsolatban még további kísérleteket terveznek. Megvizsgálták, hogy a  $\pi + p \rightarrow A + k$  folyamatban teljesül-e a paritás megmaradásának tétele. Az eredmény: a mérések hibahatárán belül teljesül. — A gyenge kölcsönhatásoknak szentelt ülés a paritás meg nem maradásával kapcsolatos vizsgálatok részleges lezáródását mutatta. A kétkomponensű (csavar-) neutrínó elmélete és az idő- (vagy kombinált) tükrözéssel szembeni invariancia feltevése bizonyítottan tekinthető. Az elhangzott véle-

mények szerint az univerzális Fermi-kölcsönhatás alakja:  $V - A$  (vektor és axiávektor kombinációja). A vita során rámutattak arra, hogy a  $\pi \rightarrow e + \nu$  és  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  bomlások gyakoriságának aránya az univerzális Fermi-kölcsönhatásra vonatkozó feltevések érzékeny próbájául szolgálhat. Beszámoló hangzott el a  $\mu$ -bomlásnál szerepet játszó Michel-paraméter Berkeley-ben elvégzett új méréséről is. Az eredmény:  $\rho = 0,735 \pm 0,022$ , ami közelebb áll az elméleti értékhez (0,75), mint a régebbi mérési eredmények. A neutrínómentes paritáskereső folyamatok (így a hyperonbomlások) elméletileg még nem tisztázottak. — Egy kislétszámú külön ülésen új kísérleti eszközről: a szcintillációs kamráról hangzott el beszámoló. — A konferencia kiváló rendezése a CERN munkatársainak érdeme. Említésre érdemes, hogy a vitákat magnetofonra vették, legépelték, s az érdekeltek 24 órán belül kézhez kapták a szöveget korrigálás céljából. A konferencia anyagának megjelenése októberre várható. (Nature.) Gy. G.

Az amerikai szabályozott termonukleáris kísérletekről jó áttekintést adott a 2. Genfi Nemzetközi Atomenergia-Konferencia alkalmából megrendezett kiállítás. A Princetoni, Oak Ridge-i, Berkeley-i, Livermore-i és Los Alamos-i laboratóriumok képeket, modelleket és eredeti, működő készülékeket vittek Genfbe. (Megjegyezzük, hogy a nagyhatalmakon kívül *egyedül Magyarországnak* állított ki működő magfizikai berendezést).

A Princeton Egyetem kutatóintézetében a Stellarator-program megvalósításán dolgoznak. Itt 1951 és 1958 között nyolc Stellaratort építettek. Ezek megnyújtott vagy nyolcas-alakúra hajlított toroid kisülési csövek. A pinch-effektus által összehúzott plazmát hosszanti mágneses térrel stabilizálják. A hosszanti mágneses tér görbe kisülési csőben csak akkor stabilizál hatékonyan, ha az erővonalak nem térnek vissza önmagukba, hanem közben a cső hossz tengelye körül elfordulnak. A 8-alakú csőben maguktól elesavarodnak az erővonalak. A futópálya-alakú kisülési csőben viszont a két félköríves részen elhelyezett speciális tekercsek mágneses tere csavarja el őket.

Jelenleg egy minden eddiginél nagyobb készülék, a Stellarator C építésén dolgoznak. Ez 1960-ra lesz készen. A tervek szerint annyiba fog kerülni, mint a legnagyobb részecske-gyorsítók.

A Stellarator-program közvetlen célja a plazma tulajdonságainak vizsgálata, de reméljük, hogy idővel Stellarator-típusú energia-termelő termonukleáris reaktort is építhetnek.

A California Egyetem Sugárzási Laboratóriumában, Berkeley-ben és Livermore-ban elsősorban a pinch-effektus és „mágneses tükrök” segítségével vizsgálják a fúziós reakciókat. Az egyik készülékükben pl. cső-szerűen kialakított plazmában 1 millió amperes áramerősséget és mintegy 3 millió fokos hőmérsékletet értek el. Létrehoz-



tak mágneses és elektromos térben forgó plazma-gyűrűt, amit a centrifugális erő stabilizál. Ettől a kísérlettől sokat remélnek. Készítettek különféle „mágneses tükröket”. Ezeknek közepén gyengébb, két végén erősebb mágneses tér van. Az erősebb térrész felé haladó részecskék visszaverődnek, ezért nem tudják elhagyni a készülék középső részét. Az így bezárt plazmát a térerősség növelésével össze lehet szorítani, ettől az felmelegszik. Készítettek olyan berendezést is, amelyekben a plazma áramlik, és pedig gyengébb mágneses térből erősebbé. Közben összenyomódik és felmelegszik.

Érdekességgéppen megemlítjük, hogy a Livermore-i laboratóriumban egy Astron nevű készüléket építenek, amelyikben igen nagy sebességű elektronok segítségével tartják majd együtt a plazmát.



Gázkisülés a Perhopsatron-ban. Jól látható a pinch-effektus által összehúzott plazma.

Az Oak Ridge Nemzeti Laboratóriumban fejlesztették ki a DCX nevű készüléket. Ez lényegében egy mágneses tükrö, vagy mágneses csapda, amibe 600 keV-ra felgyorsított  $D^+$ -ionokat lönek be. A mágneses tér tengelyében szén-elektrodák között ívet húznak. Az elrendezés olyan, hogy a belőtt molekula-ionok pályája keresztezi az ívet, ami „széttöri” azokat egy  $D^+$ -ionra és egy semleges  $D$ -atomra. A  $D^+$ -ionok fele akkora tömegük és energiájuk miatt kisebb sugarú körön mozognak, mint a molekula-ionok. Ezért nagyjából a készülék közepén maradnak, és alkalmuk van egymással ütközni. Azt remélik, hogy a működési feltételek megjavítása után a készülék alkalmas lesz önfenntartó termionukleáris reakciók begyűjtására.

A Los Alamos-i laboratóriumban foglalkoznak a legújabbféle eljárással. Készítettek toroid és egyenes kisülési csöveket (Perhopsatron-ok és Columbus-ok), szigetelő és fém-fallal. A Scylla nevű készülékükben mágneses kompresszióval hoznak létre nagy hőmérsékletet. Az Ixion-ban forgó plazmát vizsgálják. Építettek egy plazma-gyorsítót, amelyikben egy művonallá kiképzett szolenoid belsejében fut végig a plazma-csomag.  $10^7$  cm/sec sebességet ért el így. A plazma-csomag impulzusát ballisztikus ingával mérik.

(Az Egyesült Államok Atomenergia Bizottságának a konferencia alkalmából kiadott tájékoztató füzeté alapján.)

P. L.

**Megfordíthatók-e időben az elemi részecskék átalakulási folyamatai?** Noha mindennapos tapasztalataink során számos megfordíthatatlan (irreverzibilis) folyamatot figyelünk meg (a leejtett kő a földön marad, miközben hő keletkezik; a földön fekvő kő viszont sohasem emelkedik fel, hőközlés hatására), ezekből nem következtetünk arra, hogy az egyes anyagi részecskék mozgását az elemi sugárzási folyamatokat leíró természettörv-

nyek csupán egy irányú változást engednek meg. A makroszkópikus világban talált megfordíthatatlanságot ehelyett kielégítően tudjuk magyarázni azzal, hogy egy nagyszámú részecskéből álló rendszer mindenkor a legvalószínűbb, legrendezetlenebb állapot elérésére törekszik. (A fenti példában a leeső kő mozgási energiájának hőenergiává való átalakulása 1-et nagyon megközelítő valószínűségű folyamat; a kőnek hőközlés hatására való felemelkedése viszont elenyésző valószínűségű.)

Ami az elemi mozgás- és sugárzási folyamatokat illeti, a legutóbbi időkig a fizikusok között teljesen általános volt az a meggyőződés, hogy ezek mind megfordíthatók. Szemléletesen szólva: ha valamely folyamatot (atomok, elemi részek mozgását, sugárzását, részecskék átalakulását) „filmre vesszük”, s a filmet azután visszafelé lepergetjük, úgy a vásznon látható megfordított folyamatot éppoly helyesen tükrözik vissza a részecskék, s a sugárzás dinamikai egyenletei, mint az eredeti folyamatot.

Az elemi részecskék átalakulási folyamatainak megfordíthatóságára vonatkozó kétségek 1957-ben merültek fel komolyan, amikor Lee, Yang, Wu és mások vizsgálatai nyomán kiderült, hogy egy másik, az időbeli megfordíthatósághoz hasonlóan megdönthetetlennek tekintett alapelv, a tükröszimmetria elve, nem érvényes a gyenge kölcsönhatások esetében.

Jackson és munkatársainak javaslata szerint azt, hogy az elemi részek gyenge átalakulási folyamatai megfordíthatók-e vagy megfordíthatatlanok, polarizált neutronok béta-bomlásának vizsgálata útján el lehet dönteni. Jackson és munkatársainak számításai szerint annak  $v$  valószínűsége, hogy az  $s$  spinű neutron  $p$ , ill.  $q$  impulzusú elektron és neutrínó kibocsátása mellett bomlik el, tartalmazni fogja e három vektor  $s$  ( $p \times q$ ) kombinációját

$$v = a + b s (p \times q) / E_e E_\nu \quad (1)$$

( $E_e$  az elektron,  $E_\nu$  a neutrínó energiája). A  $b$  együttható legnagyobb értéke az elmélet szerint 1 lehet. Ha a béta-átalakulás törvényei ugyanolyan alakban érvényesek a megfordított folyamatra is, mint az eredetire, úgy  $b$ -nek zérusnak kell lennie. A megfordíthatóság ugyanis azt jelenti, hogy a neutron béta-bomlása

$$n \rightarrow p + e^- + \nu, \quad (E)$$

és az

$$e^- + \nu + p \rightarrow n \quad (M)$$

megfordított folyamat egyenlő valószínűséggel megy végbe. Jelöljük az (E) eredeti folyamatban a neutron spinjét  $s_1$ -gyel, az elektron, ill. a neutrínó impulzusát  $p_1$ -gyel, ill.  $q_1$ -gyel. A megfordított (M) folyamatban, amelyet akkor látunk, „ha (E)-t filmre vesszük és visszafelé pergetjük le”, a neutron „tengelyforgása” ellentétes értelművé, az elektron és neutrínó mozgása ellentétes irányúvá válik. A spin és az impulzusok ekkor jelet váltanak:  $s_2 = -s_1$ ,  $p_2 = -p_1$ ,  $q_2 = -q_1$ , s így az (1) valószínűség második tagja az (E), ill. az (M) folyamatokra ellentétes előjelű értékeket vesz fel. (E) és (M) valószínűsége valóban csak akkor lehet egyenlő, a neutronbomlás csak akkor lehet megfordítható, ha ez a tag nem lép fel, vagyis  $b = 0$ .

Clark, Robson és Nathans a Chalk River-i NRX reaktor mágnesezett vason való szóródás útján polarizált neutronnyalábját felhasználva megmérték, hogy miképpen függ a neutronbomlás valószínűsége az  $s$ ,  $p$ ,  $q$  mennyiségektől. Mérési eredményeik alapján meghatározták a  $b$  együtthatót és a

$$b = -0,04 \pm 0,56$$

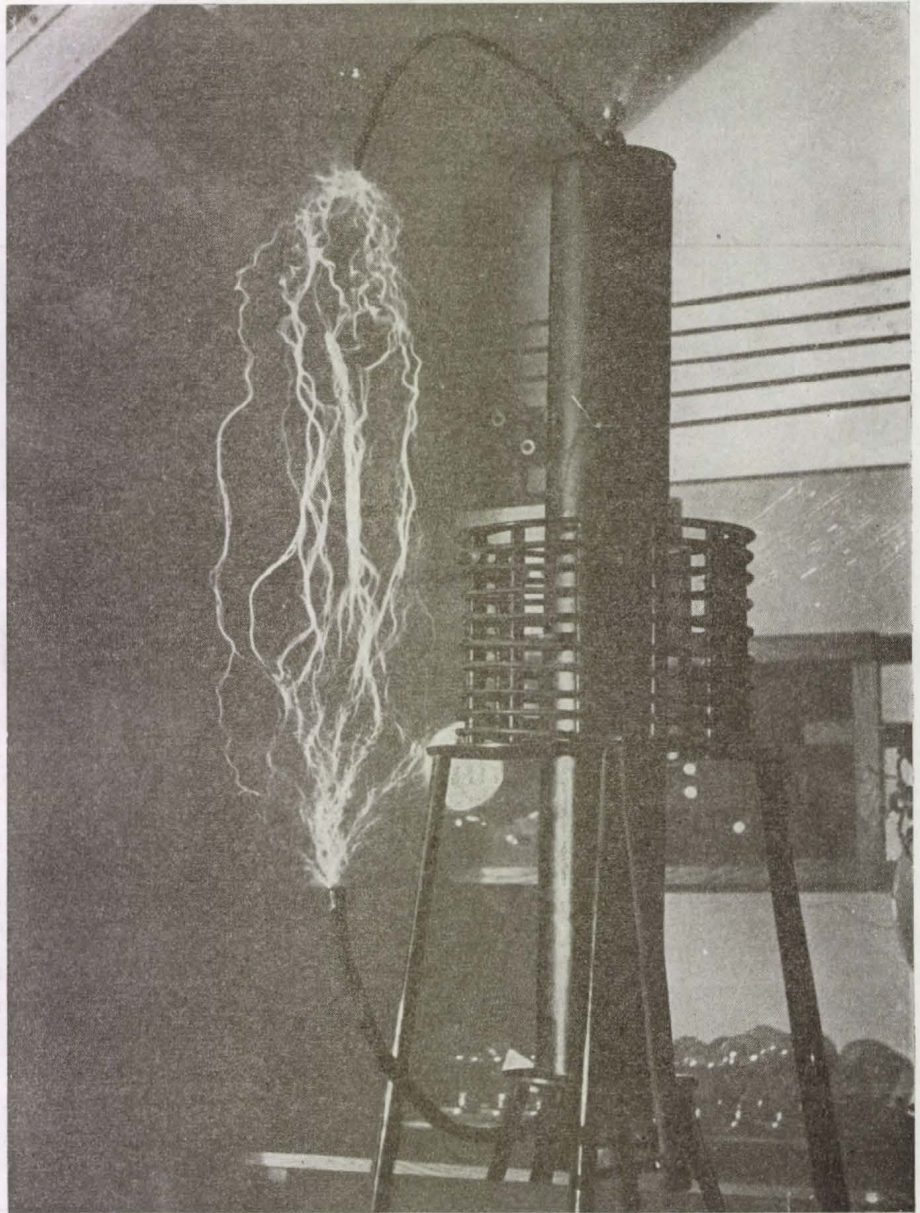
eredményt kapták. További mérések a még nagy statisztikus hiba csökkentésére folyamatban vannak; jelenleg annyit mondhatunk, hogy a mérés összhangban van a béta-folyamatok megfordíthatóságának, a gyenge kölcsönhatások időtükrözéssel szembeni invarianciájának fellelővel. (Phys. Rev. Lett. 1. (1958) 100).

Gy. G.



# FIZIKAI SZEMLE

IX. ÉVFOLYAM  
1959.



3.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT





Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György, Somogyi Antal,  
Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat  
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.  
Távbeszélő: 111-010\*

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat  
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022  
Csekkszám: 61257

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft  
Megjelenik évente tízszer

## TARTALOMJEGYZÉK

Novobátsky Károly köszöntése

Zsoldos Lehel: A röntgenmikroszkóp

Károlyházy Frigyes: Űr és órák

Szabó Pál: Neutrodiffrakció alkalmazása az anyag finomszer-  
kezeti kutatásban III.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Csekő Árpád: Demonstrációs elektrométer feszültségforrása

EGYESÜLETI ÉLET—HÍREK

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

## СОДЕРЖАНИЕ

Карой Новобатски

Л. Жольдош: Рентгеновый микроскоп

Ф. Каройхазы: Пространство и измерение времени

П. Сабó: Применение дифракции нейтронов в  
целях исследования тонкой структуры  
вещества III.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

А. Чекé: Демонстративный электрометр с источ-  
ником напряжения

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ОБЗОР КНИГ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## INHALT

Károly Novobátsky

L. Zsoldos: Röntgenmikroskop

F. Károlyházy: Raum und Zeitmessung

P. Szabó: Die Anwendung der Neutronenbeugung  
zur Feinstrukturuntersuchung III.

UNTERRICHT DER PHYSIK

A. Csekő: Demonstrationselektrometer mit Span-  
nungsquelle

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

BUCHBESPRECHUNG

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címképünk: 1,5 MV-os Tesla transzformátor nyalábos kisülése (Madas László felvétele)

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1959. I. 2. — Példányszám: 1800 — Terjedelem: 3·5 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlőczy utca 2. — 47507/59 — Felelős vezető: Bernát György



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IX. évfolyam

3. szám

1959. március

## NOVOBÁTZKY KÁROLY köszöntése

Ebben a hónapban ünnepli Társulatunk és az egész magyar tudományos élet Novobátzky Károlynak, az Eötvös Loránd Fizikai Társulat örökös tiszteletbeli elnökének hetvenötödik születésnapját.

1884. március 3-án született Temesváron. Itt végezte el a reálgimnáziumot. Az egyetemi tanulmányok elvégzésére Budapestre jött, mint az Eötvös Kollégium tagja. Abban az intézetben hallgatta Eötvös Loránd előadásait, amelynek most egyik köztisztviselője álló vezetője.

Nem sokkal egyetemi tanulmányainak befejezése után kitört az első világháború, azt a fronton harcolta végig mint tüzér-tiszt. A háború befejezése után középiskolában tanított, egy ideig vidéken, majd Budapest egyik gimnáziumában. Évtizedeken keresztül a középiskolai tanár talán kevésbé megbecsült, de igen fontos posztján tanította a fiatalokat, nevelt kiváló embereket, köztük nem egy jövődó tudóst hazájának.

Novobátzky Károly tudományos munkássága mindig szorosan kapcsolódott a fizikai érdeklődés homlokerében álló problémákhoz. Kutatásainak nyomkövetéséhez emlékezetünkbe kell idézni az utolsó évtizedek fizikai kutatásainak fejlődéstörténetét, mert Novobátzky Károly kutató kezében mindig olyan problémákat találunk, melyek világszerte a legkiválóbbakat foglalkoztatják.

A fizika hőskora után az első forradalmi lépés az erőter fogalmának felfedezése volt. A XIX. század nagy tudósai ismerték fel, hogy az anyag szilárd,

cseppfolyós és gáznemű formái mellé odasorakozik egy talán kevésbé kézzelfogható, de az előbbiekkal egyenrangúan fontos fizikai realitás, az erőter. Ezzel a fizikában olyan fejlődésmenet indult meg, amely ma sem fejeződött be. Nemcsak az indukció jelenségekre és a rádió felfedezésére gondolunk. A térelméleti felfogás vezetett el a relativitás- és a kvantumelmélet megalkotásához és ma az atommagot összetartó erők problémáját is ennek keretei között vizsgáljuk.

Novobátzky Károly az egyetemen Eötvösnek, a legkiválóbb magyar kísérleti fizikusnak előadásait hallgatta, matematikát olyan mesterektől tanult, mint Kürschák József, König Gyula és Beke Manó. Nem volt azonban ebben az időben egyetemünkön az elméleti fizikának kimagasló, a kor színvonalán álló művelője. A század első évtizedében nemcsak Maxwell eredményei voltak ismereteseek, hanem Lorentz és Abraham révén az elektromágneses tér klasszikus elmélete betetőzést nyert, megjelentek Planck, Einstein első dolgozatai. Ugyanekkor az egyetemi előadások megállottak az egyenáramok távolbhatáson alapuló tárgyalásánál, a fényt az elektromágneses jelenségektől függetlennek tekintették. Az elektromágneses tér önálló törvényeinek vizsgálata nem szerepelt az egyetemi elméleti fizikai tananyagban.

Novobátzky Károlynak, mikor kutatási területként a fizika egyik legmodernebb és talán legmélyebbre hatoló területét, az erőterek fizikáját választotta,





legelőlről kellett elindulnia, a magyar fizika e területén megnyilvánuló sok évtizedes elmaradást kellett behoznia.

Novobátsky Károly első idevágó dolgozata 30 évvel ezelőtt jelent meg. A munka az elektromágneses tér mibenléte mélyebb megismerésének igényéből fakadt. Mikor a tapasztalás megtanított arra, hogy az erőterek nem lehet visszavezetni valamilyen elképzelt rugalmas anyagban, az éterben ébredő feszültségekre, úgy látszott, hogy nincs lehetőség a térerő mélyebben járó értelmezésére. Einstein adott példát az általános relativitáselméletben arra, hogy mégis lehet haladás: a gravitációnak a tér geometriai szerkezetével való összefüggését sikerült megmutatnia. A gravitációs tér tehát az anyagelosztás által kialakított térgeometria euklidesitől eltérő voltának megnyilvánulása. Innen indultak el az 1920-as években a kutatások az elektromágneses tér geometriai értelmezésének irányába. A feladat szép, de egyáltalán nem könnyű. Ezt mutatja az, hogy olyan fizikusok, mint Einstein és Schrödinger, olyan matematikusok, mint Weyl és Schauten, évtizedek munkáját áldozták rá. Mégsem mondhatjuk ma sem, hogy a problémát véglegesen megoldottuk.

Novobátsky Károlynak több dolgozata áll a fenti célkitűzés szolgálatában. Vizsgálatait két szempont kiemeli mások kutatásai közül. Sokan a geometriai keretek tágitását a tér dimenziószámának növelésével próbálták elérni. Ez komoly alapokat nélkülöző feltevés, hiszen mindennapi tapasztalat, hogy a fizikai jelenségek tere, az időt leszámítva, háromdimenziós. Novobátsky dolgozataiban végigvonul az a törekvés, hogy fizikailag nem értelmezhető új dimenziók, megfigyelhetetlen mennyiségek bevezetését elkerülje. Másrészt látta azt is, hogy az elektromágnesség már nem egyedüli problémája a térfizikának. Az elemi részecskék mibenlétének tisztázása legalább olyan fontos feladat, mint az elektromágneses téré. Novobátsky Károly vizsgálatai az affin térelméletre, a projektív nem-euklidesi geometriára terjedtek ki, végül betetőzésként akadémiai székfoglaló értekezésében (1949) olyan geometriai térelméletet dolgozott ki, mely egyszerű és kézenfekvő módon teszi lehetővé az elektromágnesség geometriai értelmezését nemlineáris vektor-átvitel bevezetésével.

A harmincas évek elejétől kezdve az erőterek fizikájában a kvantumelméletnek is egyre növekvő szerep jutott: az elektromágneses sugárzás kvantum szerkezetét, a fényhullám—foton látszólagos ellentétét a kvantumelektrodinamikának sikerült feloldania, logikusan továbbfejlesztve a kvantummechanika módszereit. Fennmaradt azonban többek között egy formainak mondható, de mégis elég súlyos és kényelmetlen nehézség. Tudjuk, hogy az elektromágneses sugárzásnak két független komponense van, a fény két polárizációs állapotának megfelelően. Mégis az elméleti leírásnál vagy a térerősségek hat komponense, vagy a négy potenciál szerepel, tehát feleslegesen sok adat. A fölös komponensek kiküszöbölésére mellékfeltételeket szoktak bevezetni. Az egyenletek, termennyiségek nem független volta a kvantumelméleti tárgyalást igen bonyolulttá teszi. Itt kapcsolódott be Novobátsky Károly a kutatásba olyan

területen, ahol előtte Dirac, Fermi, Heisenberg dolgoztak. Mintegy érezte, az elektromágneses tér lényeges vonásait leíró törvények nem lehetnek olyan komplikáltak, hogy számítástechnikai fogásokat kellene alkalmazni. A lehető legegyszerűbb módon járt el: elvetette a fizikailag tartalmatlan mellékfeltételt és kimutatta, hogy maguk a téregyenletek végzik el a felesleges komponensek kiküszöbölését. Több dolgozata foglalkozik ezzel a kérdéssel. Az első közlemény a Zeitschrift für Physikben jelent meg, külföldön is igen értékes elismerést és visszhangot váltva ki.

Akik egyetemi és akadémiai kutatóintézetekben dolgoznak, azok is tudják, milyen állandó erőfeszítést jelentő feladat, még kollektív együttműködéssel is, a világszerte folyó kutatások állandó nyomonkövetése. Novobátsky Károly gimnáziumi tanárként a fizika egyik legnehezebb, de talán legszebb területén hozta be hazánk évtizedes elmaradását és vitte tovább a kutatást. Dolgozatai és a budapesti egyetem elméleti fizikai intézetének szemináriumain tartott előadásai alapján fizikusaink a középiskolai tanár Novobátsky Károlyt a relativitáselméletnek, az erőterek fizikájának legkiválóbb magyar tudósaként ismerték meg. A felszabadulás után a megüresedett budapesti elméleti fizikai katedrára őt hívták meg. Munkájának elismerését jelentette akadémikussá választása és a kétszer elnyert Kossuth-díj.

Tudományos munkássága nem merült ki a modern fizika művelésében. Az elektromágneses térrel foglalkozva a klasszikus fizika területén is meglátta az érdekes problémákat, itt is maradandót alkotott. Az elektromágneses értelmezés alapján a fényelhajlás Kirchhoff-féle elméletét elméletileg megalapozta és továbbfejlesztette. Megadta az ott szereplő önkényesnek látszó feltételek fizikai indoklását. Néhány évvel ezelőtt a szigetelő anyagok elektrodinamikájának régóta húzódozó vitatott kérdését, az energetikai és impulzus-viszonyokat tisztázta a relativitáselmélet módszereivel. Egy dolgozatában, amely a Magyar Fizikai Folyóirat első kötetének élén áll, különösen érdekes problémát vetett fel és oldott meg. Tudjuk, hogy Maxwell az elektromágneses feszültségeket az éter rugalmas feszültségének gondolta, azt hitte, hogy azok erre a rugalmas anyagra hatnak. Az éter-elmélet megdőltével a Maxwell-féle feszültségek minden reális értelmezése lehetetlenné látszott. Novobátsky dolgozata mutatja meg, hogy ez nem így van, a rugalmas feszültségekkel való analógia nem csupán látszat. A vákuumban fellépő elektromágneses feszültségek is tömegre hatnak, tömeget gyorsítanak: az elektromágneses sugárzás tehetetlen tömegét.

Ki kell emelnünk Novobátsky Károly kutatásainak két jellegzetességét. Az egyik a problémák megoldásának olyan egyszerűsége, mely a fizika klasszikus mesterére vall. Novobátsky Károly sohasem kedvelte a hosszadalmas, bonyolult számításokat. Ő a fizika alapvető problémáival foglalkozik és tudja, hogy az elvi fontosságú problémák megoldása legvégső fokon mindig egyszerű. A hosszadalmas számítások kerülése nem jelenti a matematika kerülését. Matematikai értékű tételeket állapított meg a differenciálgeometria területén relativitáselméleti



vizsgálatai során. A nagyobb matematikai apparátus a probléma logikailag egyszerűbb megoldásának szolgálatában áll.

Egy másik — módszertani — érteke Novobátzky Károly vizsgálatainak a variációs elvek alkalmazása. A variációs elveket legtöbbször esztetikus szépség megfogalmazási módnak tekintették, melynek használatára egyes fizikai problémák kutatásának lezáródása, végleges tisztázása után kerülhet sor. Csak az általános relativitáselméletben alkalmazták többen geometriai és fizikai összefüggések felderítésére. Novobátzky Károly következetesen használta azokat geometriai vizsgálatainak sorozatában, de az ő kezében a variációs elvek ezen túlmenően általános erejű kutatási eszközzé váltak. A variációs elveket sikerrel alkalmazta olyan távoli kérdések vizsgálatánál, mint az affin differenciálgéometriai terelmelet és a szigetelőanyagok elektrodinamikája. A variációs elvek vezettek el azokhoz az újabb eredményekhez is, melyek a kvantummechanika statisztikus interpretációjára vonatkoznak. A variációs módszer Novobátzky kezéből fakadt alkalmazási lehetőségeit tanítványainak több dolgozata is mutatja.

Az említett kvantummechanikai vizsgálatok ismét az egyik legaktuálisabb problémába, a kvantummechanika interpretációja körül napjainkban feléledt élénk diskusszióba kapcsolódtak be a legelső közt Novobátzky Károlyt. A kvantummechanika elfogadott statisztikus felfogásával és ellentétben áll, hogy annak alapegyenletét, a Schrödinger-egyenletet általában optikai, hullámtani analógiák alapján vezetik be. Az alapvető fontosságú törvényekhez mindig egyszerűen lehet eljutni, ezt bizonyítja Novobátzky Károly variációs elven alapuló, tisztán mechanikai levezetése. Módszere nem csupán interpretációbeli kérdéseket érint. Ezt mutatja, hogy a relativisztikus kvantummechanikában is sikerült a tiszta statisztikus tárgyalást következetesen veghezvinni, aminek lehetőségéről pedig a legkiválóbb nyugati fizikusok mondtak le. Ezt az eredményét jutalmazta az 1953-ban másodszor odaítélt Kossuth-díj.

Novobátzky Károly kutatásaiban mindvégig egy probléma játszotta az alapvető szerepet: az elektromágneses tér sajátosságainak tanulmányozása, az elektromágneses térnek, ennek a mechanikusan le nem írható, de a természetben alapvető szerepet játszó reális objektumnak alaposabb megértése. A klasszikus elektrodinamika, klasszikus optika, speciális és általános relativitás-elmélet, kvantumelektrodinamika területén folytatott kutatásait ez az egységes szempont kapcsolja egybe. Érthető, hogy a klasszikus mechanika és kvantummechanika kapcsolatának eredményes tanulmányozása elvezette őt a még izgalmasabb és nehezebb kérdéshez, a fény és foton problémájához. Legutolsó megjelent dolgozatában, amelyet a Német Tudományos Akadémia által kiadott Max Planck emlékkötet közöl, egy új oldalról, a termodinamika oldaláról közelíti meg az elektromágneses tér kvantumos struktúrájának problémáját. Planck gondolatmenetét analizálva jut el arra a következtetésre, hogy folytonos út építhető ki, amely az elektromágneses tér klasszikus elméletéből

átvezet annak kvantumelméletébe. Módszerének hatóerejét bizonyítja, hogy nemcsak fotonokra, hanem gázmolekulákra is alkalmazható. Így jut el a gázelfajulás új értelmezéséhez.

Novobátzky Károly életművének ismertetéséhez szervesen hozzátartozik, hogy szóljunk róla, mint tanítóról és nevelőről. Hosszu, munkás életet a kutatás mellett a tanításnak szentelte olyannyira, mint kevesen a tudósok közül. Több évtizedes középiskolai működéséről a szeretet és hála hangján emlékeznek meg volt diákjai. Szakfelügyelőként éveken keresztül munkálkodott a természettudományos oktatás javításán. Egyetemi előadásait mindig a kristálytiszta stílus jellemzi és az a könnyedség, mellyel kezé fogva vezeti el hallgatóit az elméleti fizika legfelső emeletére. Aki előadásait hallgatja, észre sem veszi, hogy nem olyan évszázadok óta kristályosodó törvényeket tanul, mint a klasszikus mechanika tetelei, hanem a kvantumelektrodinamika vagy relativitás-elmélet néhány éve született eredményeiről van szó. Olyan kérdésekről, melyek talán még monográfiák lapjain sem jelentek meg. Novobátzky Károly hallgató korában a Maxwell-egyenletekről sem hallhatott, de ő hallgatóit a modern fizikai kutatások első vonalába vezeti el. Költön kez az Eötvös Loránd Fizikai Társulat segítségével szíves tanácsaival, ha az oktatás problémáiról, a tanárok továbbképzéséről van szó. Tudományterjesztő előadásai alkalmával az előadótérmet mindig zsúfolásig megtölti a hallgatóság. A nevelésről és az emberi szellem fejlődéséről vallott optimista nézete jellemző ez a kijelentése: „meggyőződésem, hogy néhány évtized múlva a kvantummechanikát a középiskolai diákok fogják tanulni”.

A fizikuskepzes megindításakor tankönyvírással segített az oktatás segítésére. Elsőnek az Ó fizikai tankönyve jelent meg, melyben az elektromágneses tér klasszikus törvényeit ismerteti meg a hallgatókkal. A relativitáselméletről írt tankönyve pedig monográfiának számít, mely olyan fejezeteket is felölel, első sorban a variációs elvek területeiről, melyeket más tankönyvekben hiába keresünk.

Novobátzky Károly nemcsak a középiskolában és az egyetemen, hanem a legfelső fokon: az aspiránsképzés és a kutatómunka területén is kiváló tanító-mester. Nem egy értékes gondolata tanítványai munkáin keresztül látott napvilágot. Nem publikált eredményeinek átadása, értékes tanácsai gyakran segítettek a kutatást ott, ahol a fiatal elme megtorpant a nehézségek előtt.

A hazai és külföldi szakemberek elismerik, méltányolják és gyümölcösöztetik Novobátzky Károly tudományos eredményeit. De nagy szolgálatot tett magyar hazájának is azzal, hogy új tudományágnak, a relativitáselméletnek és az erők fizikájának művelését honosította meg nálunk. Munkás élete során ezt nemcsak nemzetközi színvonalra emelte és értékes eredményekkel gazdagította, hanem tizennégy éves professzori működése folyamán tudományos iskolát nevelt maga körül.

A tudomány posztján, az Akadémián, az egyetemi katedrán, a Fizikai Társulatban és a közéletben aktív munkása a szocializmus építésének.



*Kommunista meggyőződése és helytállása, a tudomány művelésében és terjesztésében, a tudományos szervező munkában való tevékeny részvétele követendő például szolgál a fiatalabb generációknak. A Magyar Szocialista Munkáspárt Központi Bizottságának tagja, alelnöke a Magyar Tudományos Akadémiának, vezetője az ország egyik legnagyobb elméleti fizikai intézetének, tiszteletbeli elnöke és állandó elnökségi tagja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat-*

*nak. Népünk vezető méltányolták Novobátszky Károly sokirányú kutató, nevelő és irányító munkáját: kétszer részesítették Kossuth-díjban, 1954-ben a Munka Érdemrendjével, 1958-ban a Munka Vörös Zászló Érdemrendjével tüntették ki.*

*Hetvenötödik születésnapja alkalmával hálás tanítványainak serege és az egész magyar tudományos világ tisztelettel és szeretettel köszönti Novobátszky Károlyt, a magyar elméleti fizikusok mesterét.*

## Kollokvium a szilárd testek fizikájáról

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat a Német Demokratikus Köztársaság Fizikai Társulatával közösen 1959. szeptember 16–20 között kollokviumot rendez a szilárd testek fizikájának tárgyköréből.

A kollokvium színhelye Balatonfüred lesz; azon mintegy 100 külföldi résztvevőre számítunk. A kollokvium hivatalos nyelve magyar és német. Részletesebb felvilágosítást az érdeklődőknek társulatunk titkársága nyújt.

## A röntgenmikroszkóp

Mikroszkópnak általában olyan eszközt nevezünk, melynek segítségével igen kis, szabad szemmel meg nem figyelhető tárgyról használható nagyított képet tudunk előállítani. A közönséges fénymikroszkóp közismert és újabban egyre több helyen alkalmazzák az elektronmikroszkópot is, amelynél a leképezés elektronnyalábbal történik. Azonban a látható fényen és az elektronnyalábon kívül más sugárzás, pl. a röntgen sugárzás is alkalmas arra, hogy vele leképezést hajtsunk végre, feltéve, ha hullámhossza elég kicsiny a vizsgált tárgy méreteihez képest. Tekintve, hogy egy mikroszkóp felbontó képessége elsősorban a használt sugárzás hullámhosszától függ és pl. a réz  $K_\alpha$  karakterisztikus vonalának 1,54 Å-ös hullámhossza több mint három nagyságrenddel kisebb a látható fényénél, a közönséges fénymikroszkóphoz képest egy röntgenmikroszkópnál jelentős felbontóképesség növekedést várhatnánk. Az itt rejlő lehetőségeket azonban mind máig sem sikerült teljesen kihasználni, mert a közönséges fénymikroszkóp analogonját röntgen tartományban megvalósítani nem lehet. Ennek ellenére, mint látni fogjuk, a röntgenmikroszkóp számos előnye miatt már most is a kutató munka egyik fontos eszköze.

A nehézség abból ered, hogy röntgen sugarakra nézve az anyagok törésmutatója majdnem pontosan egységnyi. Az eltérés negatív és  $10^{-6}$  nagyságrendű. Alumínium esetében pl. a 0,708 Å-ös

Mo $K_\alpha$  sugárzásra  $n = 1 - 1,68 \cdot 10^{-6}$ , és általában

$$n = 1 - 2,74 \cdot 10^{10} \frac{\lambda^2 Z \rho}{W},$$

ahol  $Z$  a rendszám,  $W$  az atomsúly,  $\lambda$  a hullámhossz és  $\rho$  az anyag sűrűsége (a két utóbbi egységekben mérve).

Ennélfogva, mint ahogy azt már Röntgen 1898-ban megállapította [1], a röntgen-sugarak lencsékkel nem fókuszálhatók. Olyan anyagot elképzelni sem tudunk, amely nem túl nagy sugárgyengítési együttható mellett egységnyi lényegesen különböző törésmutatóval rendelkezne. Így a lencsoptikák alkalmazásáról úgy látszik egyszerűen s mindenkorra le kell mondani. A leképezésre azonban más lehetőségünk is van. Egyrészt lencsék helyett tükröket alkalmazhatunk, másrészt röntgen sugarakkal igen jó minőségű árnyképet készíthetünk. Először az utóbbi lehetőséggel foglalkozunk.

### Kontakt mikroradiográfia

Az árnykép előállításának legegyszerűbb módja, ha a vizsgált, néhány tized milliméter vastag, vagy annál vékonyabb mintát közvetlenül finomszemcsés fotólemezre szorítjuk és az egészet röntgen sugárzással átvilágítjuk. A minta abszorpciója következtében az előhívott filmen



megjelenik az árnykép, illetve, ha a mintában az anyageloszlás nem homogén, a változó abszorpció következtében a belső felépítés is láthatóvá válik. A még nagyítást nem tartalmazó árnyképet optikai úton nagyítjuk tovább. Az első ilyen felvételt F. H. Neville [2] készítette nátrium-arany ötvözetéről még ugyanabban az évben, amikor Röntgen megállapította, hogy az új sugárzás lencsékkel nem fókuszálható. A módszer teljesítőképessége azonban először P. Goby munkássága nyomán mutatkozott meg 1913-ban [3].

A mikroradiográfia és általában a röntgen-mikroszkóp előnye a közönséges fénymikroszkóppal szemben, hogy nem felületi képet ad, átlátszatlan tárgyak vizsgálatára is alkalmas, továbbá az anyagmintát a filmmel együtt a beeső sugár irányához képest kissé megdöntve sztereo-képet is készíthetünk. Így a mélységi tagozódás vizuálisan szemléltethető. Egyes esetekben a preparátum készítése is könnyebb (pl. a fém mintákat nem kell polírozni és maratni).

A módszer felbontóképessége (az a legkisebb távolság, melynek végpontjaiban fekvő két pont képe még külön látszik) több tényezőtől függ.

a) A geometriai elrendezés és a röntgen sugárforrás (fókuszfolt) véges mérete következtében a felbontóképesség

$$\delta_g = \frac{b}{a} s,$$

ahol  $s$  = a fókuszfolt átmérője,

$a$  = a tárgy távolsága a fókuszfolttól,

$b$  = a tárgy vastagsága (illetve távolsága a filmtől).

Pl.  $a = 100$  mm,  $b = 0,1$  mm és  $s = 0,1$  mm esetén

$$\delta_g = 0,1 \mu.$$

b) A tárgyon létrejövő Fresnel diffrakció miatt

$$\delta_F = \sqrt{b\lambda}$$

adódik felbontóképességre, ahol  $\lambda$  a használt sugárzás hullámhossza.  $\lambda = 10 \text{ \AA}$  és  $0,1$  mm preparátum vastagság esetén  $\delta_F = 0,3 \mu$ .

c) A felbontóképességet nagymértékben befolyásolja a használt fényérzékeny réteg felbontóképessége. A kommerciálisan kapható finomszemcsés anyagokkal csak mintegy  $10 \mu$ -os felbontóképesség érhető el, s tovább már csak igen finom szemcsés, illetőleg gyakorlatilag szemcsementes fényérzékeny anyagokkal fokozható. Crawford 1954-ben olyan emulziót készített, melynek felbontóképessége jobb, mint milliméterenként 5000 vonal ( $0,2 \mu$ ) [4].

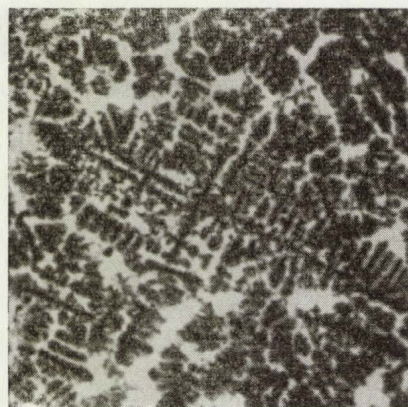
Figyelembe kell venni ezenkívül a röntgen sugarak által keltett szekunder elektronok szétterjedését is. A  $7 \text{ kV}$  energiájú elektronok átlagos hatótávolsága ezüstben pl.  $0,25 \mu$ . A fotoemulzióban a kisebb sűrűség miatt természetesen valamivel nagyobb hatótávolságra kell számítanunk.

d) Végül korlátozza a felbontóképességet az utónagyítást végző optikai mikroszkóp is. Ennek hatása nagyságrendileg kb. azonos a fenti tényezőkből adódó felbontóképességgel.

A kontakt mikroradiográfiának kiterjedt alkalmazási területe van elsősorban a biológiai és



1. ábra. Kontakt felvétel egy hagymaféle gyökérvégeinek osztódó sejtjeiről. A metszet vastagsága  $2 \mu$ , nagyítás  $1300\times$ , anódfeszültség  $1,1 \text{ kV}$ . (Engström és Greulich, J. Appl. Phys.)



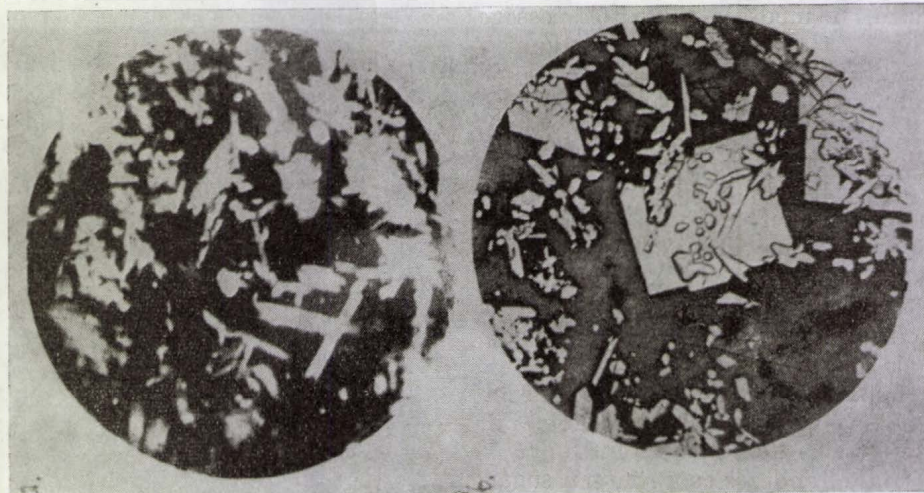
2. ábra. Kontakt felvétel  $80\% \text{ Cu}$ ,  $10\% \text{ Sn}$ ,  $10\% \text{ Pb}$  tartalmú ötvözetéről.  $80$ -szoros nagyításban. A rézben gazdag fázis sötét, az ónban gazdag pedig világosabb ereket képez a dendritekben. Az ólom nagyobb, szétosztott fehér foltokban jelentkezik. (Maddigan, J. Appl. Phys.)

metallográfiai objektumok vizsgálata terén. A biológiai alkalmazások főleg A. Engström svéd kutató nevéhez fűződnek, akinek speciális technikával sikerült elérni a  $0,2 \mu$ -os felbontóképességet [5]. Az 1. ábra az ő felvételét mutatja egy hagymaféle gyökérvégeinek osztódó sejtjeiről.

Kontakt mikrofelvételek segítségével kvantitatív analízist is végezhetünk, ha két olyan hullámhosszú monokromatikus (karakterisztikus)



sugárral készítünk egy-egy felvételt, hogy a kimutatni kívánt anyag abszorpciós éle ezek közé essék. A mért sugárgyengülésből a sugárgyengítési együttthatók ismeretében az illető elem felületi sűrűsége ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ) kiszámítható. Ilyen módon az  $1 \mu^3$  anyagot már ki lehet mutatni, ami kb.  $10^{-12}$  g érzékenységre felel meg.



3. ábra. Kontakt felvétel (a) és mikroszkópi kép (b) egy csapágy ötvözetéről (82% Sn, 9% Sb, 9% Cu), 32-szeres nagyításban, Cr anódú csővel. Anódfeszültség 20 kV. A mikroszkópban megjelenő nagyobb négyzetes foltok a kisebb szabálytalan foltokkal ellentétben kis abszorpciót mutatnak. Így megállapítható, hogy ezek első sorban rezet tartalmaznak. (Smoluchowski, Lucht és Hurd, J. Appl. Phys.)

A metallográfiai vizsgálatoknál az ötvözetek fázisviszonyai tanulmányozhatók kényelmesen ezzel a módszerrel [6, 7]. Az egyes fázisok nagyon jól elkülönülnek, ha a hullámhosszat úgy választjuk meg, hogy sugárgyengítési együttthatók erősen különbözzenek. A 2. és 3. ábra ennek szemléltetésére mutat be egy-egy felvételt.

#### Projekciós mikroszkóp

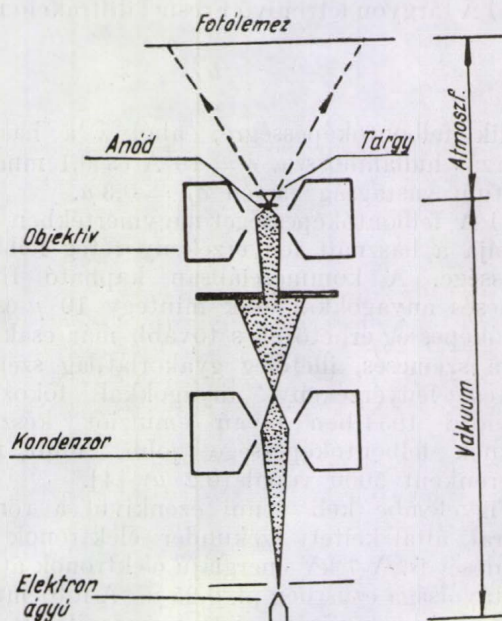
A preparátum itt nem fekszik közvetlenül a fotólemezen, hanem a pontszerű röntgen sugárforrás közelében van ( $50-100 \mu$  távolságban) és a messzebb lévő filmen nagyított árnykép jelenik meg. Előnye a kontakt felvétellel szemben, hogy a film szemcsézete nem korlátozza a felbontóképességet, mert kb. 500—1000-szeres kezdeti nagyítás érhető el már a röntgen sugárzással is. Viszont ennek megvalósításához jó minőségű pontszerű fókuszfoltra van szükség.

A projekciós mikroszkóppal első ízben Sievert foglalkozott 1936-ban [8] és az első korszerű mikroszkópot Cosslett és Nixon építette [9]. Mikroszkópjuk vázlatos képét a 4. ábrán láthatjuk. Egy  $50 \mu$  átmérőjű elektronforrást egy-egy mágneses lencse ötszörös, illetve százszoros mértékben lekicsinyítve egy  $1-0,1 \mu$  vastag fém fóliából készült anódra képezi le. Ez a fólia egyben a cső ablaka is és elég vékony ahhoz, hogy a keletkezett röntgen sugárzás a csőből jelentékeny gyengülés

nélkül léphessen ki. A preparátum a fóliához egészen közel helyezkedik el.

A fenti elrendezés segítségével viszonylag kis teljesítménnyel nagy „felületi fényességű”, kis méretű sugárforrás állítható elő. Az eddig elért legkisebb fókuszfolt  $0,1 \mu$ . Előreláthatólag ennél lényegesen finomabb fókusz már nem igen készí-

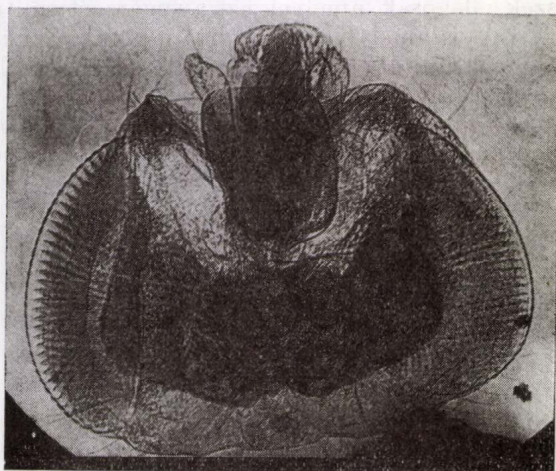
thető, részben a szekunder elektronok, részben pedig az elektron-lencsék aberrációja miatt. A szekunder elektronok hatótávolsága  $0,1 \mu$ -nál mindenképpen nagyobb, de a  $0,1 \mu$  vékony anód esetén ez nem tud eléggé érvényesülni, mert az elektronoknak csak kis része szóródik 90 fokot megközelítő szög alatt.



4. ábra. A projekciós mikroszkóp elvi vázlata



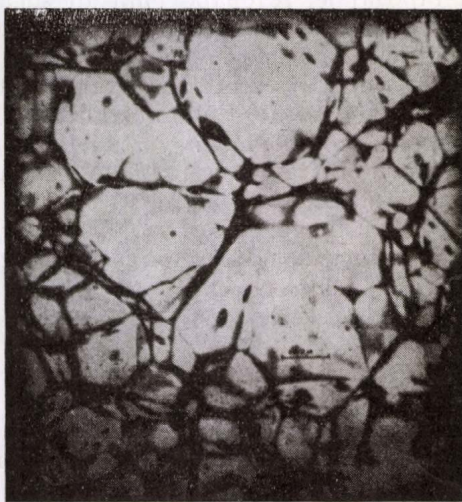
A kis anódteljesítmény (0,1–0,05 W) miatt az anódot külön hűteni nem kell, a keletkezett hő hővezetés útján le tudja adni. A szükséges expozíciós idő kb. 5 perc.



5. ábra. Projekciós felvétel a *Drosophila Melanogaster* fejéről 100-szoros nagyításban (Cosslett és Nixon, J. Appl. Phys.)

A felbontóképességet itt, a rendszer mechanikai stabilitásától eltekintve csak a fókuszfolt és a Fresnel-diffrakció korlátozza. Lényegében itt is érvényes mindaz, amit a kontakt radiográfiánál mondtunk, de figyelembe véve, hogy egy  $M = b/a$ -szoros nagyítás is van, a tárgy méreteire vonatkoztatott felbontóképesség

$$\delta_g = s; \quad \delta_F = \sqrt{a\lambda}$$



6. ábra. Projekciós felvétel egy 0,55 mm vastag alumínium—ön ötvözetéről, 60-szoros nagyításban. Kezdeti nagyítás 15-szörös. (Newberry és Nixon, J. Appl. Phys.)

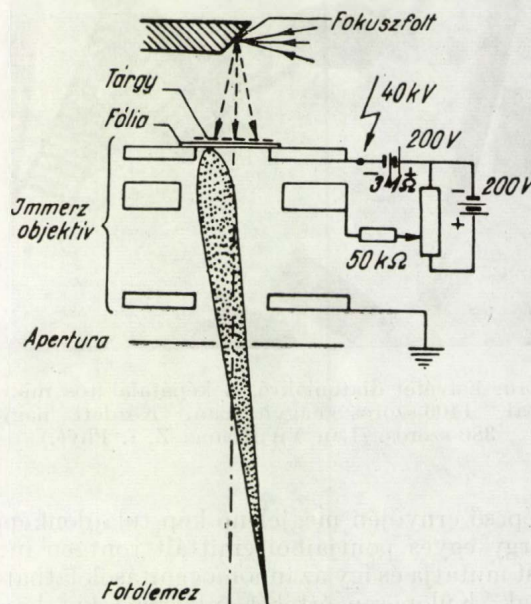
Ezen kívül számolni kell azzal is, hogy különösen biológiai objektumok esetén a felvételek nem elég kontrasztosak a fázisok kicsiny abszorpciós különbsége miatt, és így felbontóképesség nem

használható ki. Ilyenkor célszerű a tárgyat az elektronmikroszkóp technikából ismert módon vákuumgőzöléssel árnyékolni.

Cosslett és Nixon a fenti elrendezéssel 0,1  $\mu$  felbontóképességet értek el [10]. Az 5. ábra az ő felvételük a *Drosophila Melanogaster* nevű gyümölcslégy fejéről, a 6. ábra pedig egy alumínium—ön ötvözetéről készült.

### Képatalakító mikroszkóp

Lan Yu Huang 1957-ben új rendszerű mikroszkóppal lépett a nyilvánosság elé [11]. Ez tulajdonképpen átmenet a kontakt radiográfia és az elektronmikroszkóp között. Mikroszkópjának elvi elrendezését a 7. ábra mutatja. A tárgy szorosan



7. ábra. A képatalakító mikroszkóp elvi vázlata

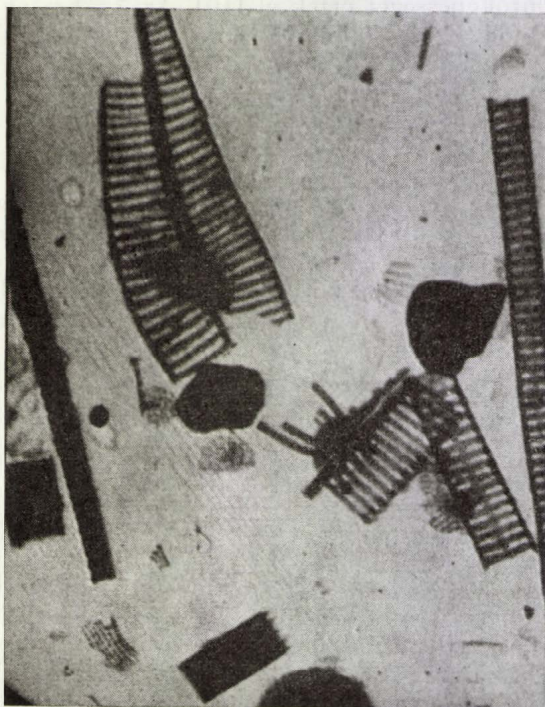
ráfekszik egy 200 Å vastag ezüst rétegből és egy 600 Å vastag KCl rétegből készült képatalakító fóliára. A viszonylag nagy méretű (0,4–0,04 mm) fókuszfoltból kilépő sugárzás az anyagmintán áthatolva a fóliában szekunder elektronokat kelt. Ezeket egy 40 kV-os immerziós objektív gyorsítja és leképezi a néhány cm távolságban lévő fotólemezre vagy világító ernyőre. Az eddig elért felbontóképesség 0,3  $\mu$ , az elméletileg elérhető érték azonban ennél még egy nagyságrenddel kisebb. A módszernek nagy előnye, hogy biológiai objektumoknál is igen szép kontrasztosságot mutat. A 8. ábra Lan Yu Huang egy felvételét mutatja.

### Letapogató mikroszkóp

Lényegében ez is képatalakító rendszerű, de az előzőnek ellenkezője. A tárgyat egy igen finom elelektronnyaláb tapogatja le és a keltett röntgen sugárzást egy elektron-sokszorozó detektálja, mely elé szcintilláló kristályt helyeznek (9. ábra).

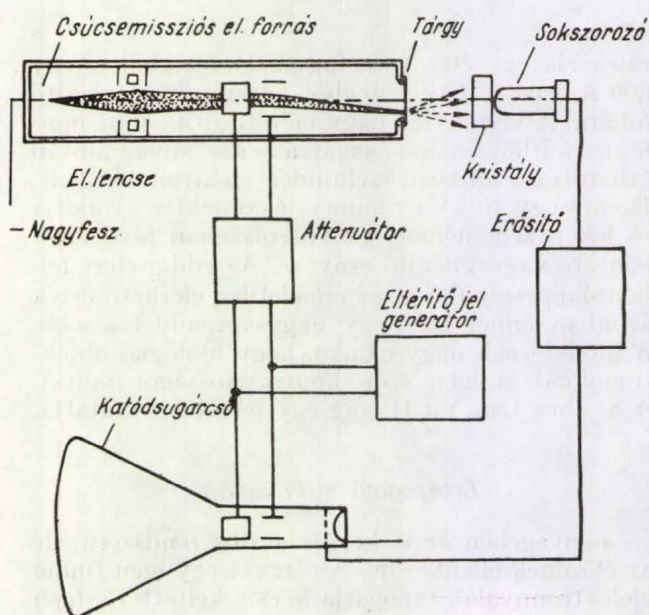


A sokszorozó jele pedig egy katódsugáresővet vezérel, amely a letapogató nyalábbal szinkronizálva van (mint egy televíziós készülékben).



8. ábra. Felvétel diatomákról a képtárolós mikroszkóppal, 1400-szoros nagyításban, Kezdeti nagyítás 380-szoros. (Lan Yu Huang, Z. f. Phys.)

A képcső ernyőjén megjelenő kép tulajdonképpen a tárgy egyes pontjaiból emittált röntgen intenzitást mutatja és így az inhomogenitások láthatóvá válnak. Különösen értékes információkat kapha-



9. ábra. A letapogató mikroszkóp elvi vázlata

tunk a tárgyról, ha az elektron-sokszorozón kívül proporcionális számlálóval is mérjük az intenzitást. Ha pl. a számláló után elhelyezett diszkriminátort a Cu K karakterisztikus sugárzásnak megfelelő értékre állítjuk be, akkor a képen csak azok a részek világosak, amelyek ezt a sugárzást emittálták, vagyis amelyek rézet tartalmaznak. Szükség esetén a mintából kilépő nyaláb és a számláló közé kristály-monokromátor helyezhető. Az így kimutatható anyag mennyisége 0,1% 1  $\mu^3$ -ban. A letapogató nyaláb átmérője ugyan még tovább



a b

10. ábra. Egyémásra helyezett 1500 mesh-es ezüst és 300 mesh-es réz sziták képe a letapogató mikroszkóppal 350-szeres nagyításban. Az a) esetben a detektor csak az Ag K sugárzást, a b) esetben pedig csak a Cu K sugárzást méri (Cosslett és Duncumb, Brit. J. Appl. Phys.)

csökkenthető esetleg 1000 Å alá is, azonban ilyenkor a kis intenzitás nem elegendő a képcső vezérlésére. A 10. ábra Cosslett és Duncumb felvételét mutatja egymásra helyezett ezüst és réz rácsokról [12].

A letapogató mikroszkóp olyan változatban is használható, melynél a nyaláb nem a tárgyat, hanem egy közvetlenül a tárgy előtt lévő fólia anódot tapogat le. A fóliából emittált sugárzás a tárgyon áthaladva sugárgyengülést szenved és az ernyőn ennek megfelelő kép jelenik meg.

Ezzel röviden áttekintettük azokat a típusokat, amelyekkel jelenleg jöminőségű kép készíthető. Ezeket mikroszkópnak neveztük, bár a leképezés mechanizmusa lényegesen különbözik a fény-mikroszkópétól. Lényegében árnyképet kapunk minden esetben. Leképezés, a szó optikai értelmében véve röntgensugarak esetén is lehetséges, de csupán tükrök segítségével.

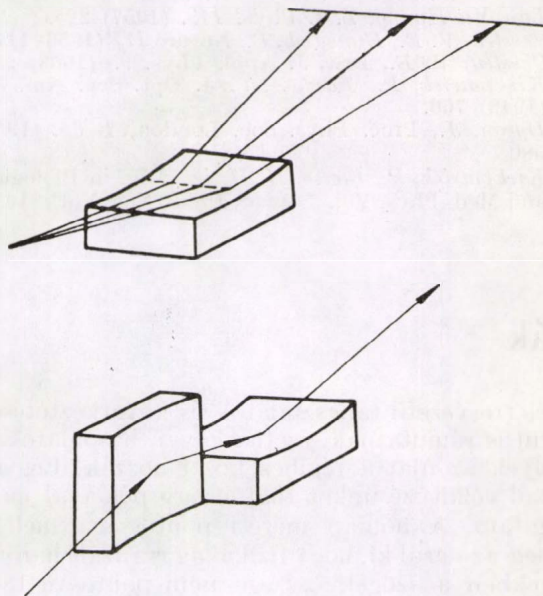
### Fókuszáló mikroszkópok

A tükrök segítségével történő leképezés tanulmányozása tulajdonképpen a diffrakciós célokra készített különböző hajlított kristályos monokromátorokkal kezdődött a harmincas évek elején. Többen is javasolták a tükrök alkalmazását röntgen mikroszkóp építésére, de az első valamilyenre is használható leképező rendszert csak 1948-ban állította elő P. Kirkpatrick és A. V. Baez [13], amivel egy igen kis tartományban 1  $\mu$ -os felbontóképességet értek el.

A tükrök alkalmazását az teszi lehetővé, hogy röntgensugárzásra, mint említettük, az anyagok törésmutatója egynél kisebb és így, ha a sugárzást



megfelelő szög alatt ejtjük be, totálreflexió lép fel. Természetesen a sugárzásnak közel érintőlegesen kell a tükrökre érkeznie (alumínium tükrök és  $\lambda = 0,708 \text{ \AA}$  esetén pl. a sugárzás a tükrök síkjával  $0,0019 \text{ rad} = 6,5$  percnél kisebb szöget kell bezárjon). Ez további nehézséget jelent. Egyetlen gömbtükrővel ugyanis a rendkívül nagymérvű asztigmatizmus miatt nem tudunk pontot pontba leképezni. Az asztigmatizmust olyan kétszer görbült tükrőfelülettel lehetne kiküszöbölni, melynél a két egymásra merőleges irányban vett görbületi sugár hányadosa  $\sin^2 i$ -vel egyenlő, ha  $i$  a beeső röntgensugár és a tükröző felület hajlásszöge.  $2 \text{ \AA}$ -ös hullámhosszúságú sugárzás használata



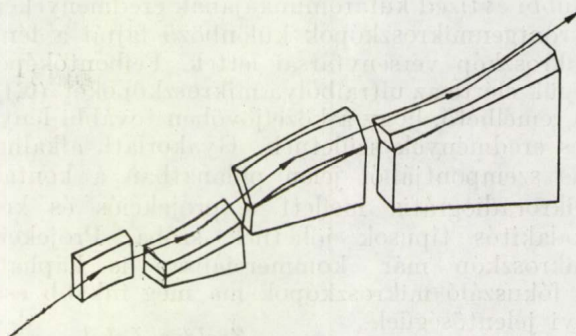
11. ábra. Keresztezett tükrök alkalmazása leképezésre

esetén  $\sin^2 i \approx 10^{-4}$ , így pl. ha az egyik görbületi sugár  $500 \text{ cm}$ , akkor a másik  $0,05 \text{ cm}$  kell legyen. Az ilyen tükröknek gyakorlati jelentősége nincs.

A pontba fókuszálás problémája két egymásra merőleges ún. keresztezett tükrőpárral oldható meg (11. ábra). Ezek lehetnek hengeres, elliptikus vagy gömbtükrök. Anyaguk rendszerint alumínium vagy esetleg üveg. Kirkpatrick és Baez gömbtükrőt használt. Az ilyen rendszerekkel elérhető felbontóképesség Dyson számításai szerint [14] néhány tized mikron, de csak néhány mikron átmérőjű területen.

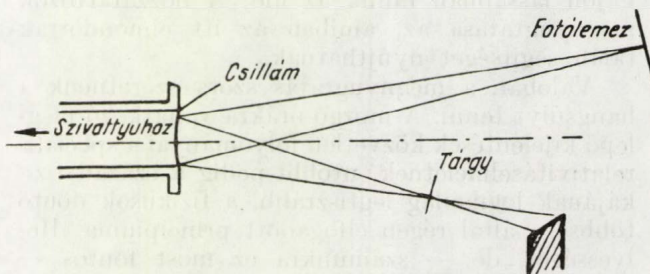
Természetesen a két keresztezett tükrő kombinációja még tartalmazza a szokásos „lencsehibákat” (szférikus aberráció, kóma). Ennek kiküszöbölésére Dyson négy tükrőből álló rendszert javasolt (12. ábra). Számításai szerint ezzel  $37,5 \mu$  átmérőjű foltban  $800 \text{ \AA}$ -os felbontóképesség érhető el. Ezt a rendszert P. Kirkpatrick és H. H. Pattee építette meg  $100 \text{ cm}$ , illetve  $112,5 \text{ cm}$ -es görbületi sugarú tükrökkel, melyek felületét az  $i$  beesési szög növelése céljából nehézfémekkel (Pt, Au) vonták be [15]. A fenti elméleti felbontóképességet azonban nem tudták elérni,

mert a tükrök készítésénél egyelőre megoldatlan probléma a megfelelő simaságú felület előállítása. Nyilvánvaló, hogy a tükrök felületi egyenlőtlenségeinek a kívánt felbontóképességnél jóval kisebbeknek kell lenni, pl.  $1000 \text{ \AA}$ -os felbontóképesség eléréséhez ezek nem haladhatják meg az  $50 \text{ \AA}$ -öt.



12. ábra. A négyes tükrőrendszer elvi vázlata

Befejezésül még egy jelentékeny próbálkozásról kell megemlékeznünk. Mint említettem, a kristály-monokromátorok kapcsán ismeretes, hogy a röntgensugarak hajlított kristályokkal is fókuszálhatók. Természetesen a totálreflexiós tükrökkel ellentétben a fókuszálási feltétel csak a Bragg egyenletnek eleget tevő hullámhosszakra teljesül, és a kristályon való „visszaverődésnél” tetemes intenzitás-vesztéssel kell számolni. Az ilyen rendszernek viszont előnye az, hogy nem kell ragaszkodni a totálreflexiós határszöghöz és így leképzést közel paraxiális sugarakkal végezhetjük el. A felületi egyenlenségek is kevésbé zavaróak, mert itt a diffrakció néhány tized



13. ábra. Ramachandran és Thathacari fókuszáló mikroszkópjának vázlata

milliméter vastag rétegben játszódik le. Ezért főleg arra kell törekedni, hogy elég jóminőségű egykristályt használjunk. A tapasztalat szerint elérhető, hogy a reflektált röntgensugárnak a kristály tökéletlenségéből eredő irányeltérése (kiszélelése) az  $1\text{--}2$  szögmásodpercet ne lépje túl.

A hajlított kristályos módszerek közül legfigyelemreméltóbb Ramachandran és Thathacari munkája. Egy kb.  $2,5 \text{ cm}$  átmérőjű cső végére csillámlemez ragasztottak. Ha a csövet evakuálták, a külső légnyomás a lemezt behajlította és



így megfelelő görbületű „reflektort” kaptak. Cu anódos csővel 40 kV, 15 mA mellett 4-szeres nagyítást értek el 30 perces expozícióval és 20-szoros nagyítást 6 óras expozícióval. Ez az előnagyított kép természetesen optikai mikroszkóppal tovább nagyítható. Az elméletileg várható felbontóképesség kb. 0,25  $\mu$ .

Összefoglalásként azt mondhatjuk, hogy az utóbbi évtized kutatómunkájának eredményeként a röntgenmikroszkópok különböző fajtái a fény-mikroszkóp versenytársai lettek. Felbontóképességük elérte az ultraibolya mikroszkópokét (0,1  $\mu$ ) és remélhető, hogy a közeljövőben további lényeges eredmények születnek. Gyakorlati alkalmazás szempontjából jelen pillanatban a kontakt mikroradiográfia mellett a projekciós és kép-átalakító típusok jöhetnek szóba. Projekciós mikroszkóp már kommersziálisan is kapható. A fókuszáló mikroszkópok ma még inkább csak elvi jelentőségűek.

Zsoldos Lehel

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
I. Kísérleti Fizikai Tanszék

- Összefoglaló munka : Handbuch der Physik. XXX. (Röntgenstrahlen) 305–336. Springer 1957.
1. Röntgen W. C. Ann. d. Phys. 64 (1898) 6.
  2. Heycock, C. T., Neville, F. H., J. Chem. Soc. 73. (1898) 714.
  3. Goby, P., C. R. Acad. Sci., Paris, 156. (1913) 868.
  4. Crawford, B. H., J. Sci. Instr. 31. (1954) 333.
  5. Engström, A., Greulich, R. C., J. Appl. Phys. 27. (1956) 758.
  6. Smoluchowski, R., Lucht, C. M., Hurd, J. M., J. Appl. Phys. 17 (1946) 864.
  7. Müller, E. A. W., ATM-V. 9114–12.
  8. Sievert, R., Acta Radiol. 17. (1936) 299.
  9. Cosslett, V. E., Nixon, W. C., Nature 168. (1951) 24., J. Appl. Phys. 24. (1953) 616., Proc. Roy. Soc. B. 140. (1952) 422.
  10. Nixon, W. C., Proc. Roy. Soc. A 232. (1955) 475.
  11. Lan Yu Huang, Z. f. Phys. 149. (1957) 225.
  12. Cosslett, V. E., Duncumb, P., Nature 177 (1956) 1172. Cosslett, V. E., Brit. J. Appl. Phys. 9. (1958) 253.
  13. Kirkpatrick, P., Baez, A. V., J. Opt. Soc. Am. 38. (1948) 766.
  14. Dyscn, J., Proc. Phys. Soc. London, B 65. (1952) 580.
  15. Kirkpatrick, P., Pattee, H. H. jr., Adv. in Biological and Med. Phys. Vol. 3. Acad. Press, New York. 1953.

## Űr és órák

Jelen dolgozat azoknak az előadásoknak kivonata, melyeket szerző — családtagjainak tartott az űrhajózók örökifjúságáról, óraparadoxonról s hasonló kérdésekről. Mi szolgálhat mentségül az alább következő megfontolásoknak, hogy e lapokon a fizikus nyilvánosság elé tolakodjanak? Egyetlen dolog. Családtagjai általában minden fizikusnak vannak, akik bármikor nekitámadhatnak: vallja be, maga sem hiszi el, hogy az űrhajón lassabban múlik az idő. A hozzátartozók megnyugtatója az, amiben az itt elmondottak talán segítséget nyújthatnak.

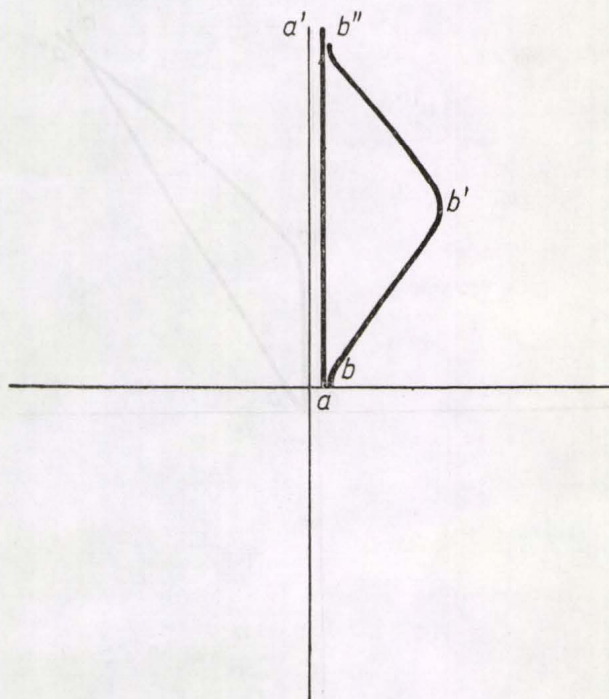
Valóban a megnyugtató szóra szeretnénk a hangsúlyt tenni. A mozgó órákra vonatkozó meglepő kijelentések közvetlen folyamánai a speciális relativitáselméletnek, utóbbi pedig a század fizikájának logikailag legtisztább, a fizikusok döntő többsége által régen elfogadott principiuma. He-lyességét, de — számunkra ez most fontos — legalábbis a térről és időről alkotott régebbi elképzeléseink tarthatatlanságát számos pontos kísérlet bizonyítja, melyeknek sorát a Michelson-kísérlet nyitotta meg. Az ezekből adódó parancsoló következtetések előtt készek vagyunk meghajolni, azonban a családtagok nyelvén szólva nyugtalanság marad bennünk, nem jártunk-e úgy, mint diákokorunkban, mikor bebizonyították nekünk, hogy  $4 = 5$ , s a hibát hasztalan kerestük. Szemléletünk elkeseredetten ellenáll a paradox tanoknak, egyrészt nem akar elszakadni a megszokott fogalmaktól, másrészt az újakat esetleg „képtelennek” érzi. Ezért a következőkben azt tekintjük feladatunknak, hogy olyan megfontolásokat találjunk, melyek szemléletünk hibás voltára a relativitás-

elméletre vezető tapasztalatok és következtetések nélkül is rámutatnak, esetleg olyan hasonlatokat, amelyek az újat a régihez közel hozzák. Legyen szabad célkitűzésünket rögtön egy példával megvilágítani. A holnap mérési pontossága mellett esetleg az derül ki, hogy fizikailag realizált háromszögekben a szögek összege nem pontosan  $180^\circ$ . Tegyük fel, hogy ugyanakkor bizonyos csillagászati megfigyeléseket csak azzal a feltevéssel magyarázhatunk majd, hogy egymással ellentétes irányban megfigyelt egyes távoli csillagok azonosak, a világ-egyetem, a háromdimenziós tér véges, zárt. Régebbi fogalmaink nyilván gyökeres revízióra szorúlnának. Nos, ebben az esetben a szögösszegre vonatkozó tapasztalat a csillagászati eredmények nélkül is elegendő lenne arra, hogy a szemléletünkbe vetett bizalmat megingassa. A kétdimenziós (végtelen) síkfelület és a vele szembeállított (véges) gömbfelület példája pedig magyarázatot szolgáltatna a hibás szemlélet kialakulására: ha a gömb sugara nagy, kis darabja a megfelelő sík területtől csak elenyésző mértékben tér el.

Amiről esetünkben szó van, amivel meg akarunk barátkozni, az a következő állítás: ha a Földről elindul egy űrhajó s a fény sebességével összehasonlítható, nagy sebességre sikerül szert tennie, visszaérkezte után utasa fiatalabb lesz, mint itthagytott kollégája, ha az elindulás pillanatában egyidősek voltak. A mozgó rendszerben minden folyamat (az elemi folyamatok, atomi rezgések stb., s így természetesen az összetettek is, amilyen az órák járása vagy bármilyen életműködés) lassabban zajlik le, annál inkább, minél nagyobb a rendszer sebessége. A kvantitatív



összefüggések egyelőre nem lényegesek. Áttekint-  
hetőség kedvéért azonban tüntessük fel a vizsgált  
mozgásokat egy egyszerű diagramon, pl. a Föld-  
höz rögzített koordináta-rendszerben. A vízszintes  
tengelyre a távolságot (egy térbeli dimenzióra,  
tehát pl. az  $x$  tengely mentén lefolyó mozgásokra  
szorítkozunk), a függőlegesre a (földi, illetve a Föld-  
höz képest nyugvó órák által mutatott) időt mér-  
jük fel (1a. ábra). Az  $a$   $a'$  egyenes a mindvégig



1/a ábra

nyugvó  $A$  megfigyelőhöz tartozik, vagy röviden  
 $A$  világvonala, míg a  $bb'b''$  világvonal az űrhajó-  
nak, rajta a  $B$  utasnak a legegyszerűbb lehetséges  
mozgását mutatja, amely (egészen rövid ideig  
tartó felgyorsulási, fordulási és megállási szaka-  
szoktól eltekintve) két egyenes szakaszra  
bontható.

Első pillanatra talán úgy tűnik, hogy az egé-  
szet nem is olyan nehéz elképzelni. Hiszen eddigi  
közvetlen tapasztalataink a fénysebességhez  
képest mindig igen kis sebességre korlátozódtak,  
amikor a mozgó órák „késése” még nem vevő-  
dik észre, szemléletünk tehát nem rossz, csupán  
finomításra szorul. Még az a kérdés sem okoz  
nehézséget, hogy mi történik, ha az  $A$  megfigyelő-  
nek nincs elég türelme  $B$  visszaérkezéért bevárni,  
hanem egy idő után  $B$  után ered és — mondjuk —  
még a visszafordulás előtt utoléri (1b. ábra). Az  
fog kiderülni, hogy most  $B$  öregeedett többet; az  
 $aa'$  szakaszon ugyan gyorsabban, az  $a'a''$  szaka-  
szon azonban lassabban jár  $A$  órája, mint  $B$  órája,  
s az utóbbi szakasz az előbbi túlkompenzálja.  
Ez a szemléleti mód szüli az ilyenfajta kérdése-  
ket: „Vajon nem árt-e az igen nagy sebesség a  
rakétában ülőnek?”, vagy pl.: „Bizonyított dolog-e,  
hogy mozgás közben az életfolyamatok is lelassul-

nak?”. Nyilvánvaló, hogy ilyenkor annak, hogy  
egy test gyorsan vagy lassan mozog vagy nyug-  
szik, abszolút jelentést tulajdonítunk.

Ez azonban éppoly kevésbé értelmes dolog,  
mint mondjuk önmagában egy testnek „távol-  
ságot” tulajdonítani. Csupán több test egymás-  
hoz viszonyított távolságáról vagy sebességéről  
beszélhetünk. Így viszont a helyzet bonyolul-  
tabbá válik. Gondoljuk át újra az 1b. ábrán fel-  
vázolt esetet.  $B$  teljes joggal tekintheti magát  
mindvégig nyugvónak. Az ő szemszögéből nézve  
 $A$  mozog — mégpedig először távolodik, majd  
közeledik, esetleg éppen ugyanakkora sebesség-  
gel.  $B$  szerint tehát az újratalálkozásnál  $A$  azért  
fiatalabb nála mert, órája mindvégig — tehát az  
 $aa'$  szakaszon is — lassabban járt, mint az övé.

Abba kell tehát, úgy látszik, belenyugodnunk,  
hogy nem lehet abszolút értelemben eldönteni,  
melyik jár gyorsabban két egymáshoz képest  
egyenletes sebességű, inercimozgást végző óra  
közül. (Magától értetődik, hogy itt mindig azo-  
nos kivitelű órákra gondolunk, amelyek egymás  
mellett nyugodva egyformán járnak.) Kölcsönö-  
sen mindegyik a másikat minősíti lassúbbnak.  
Dehát lehetséges ez? — Annyi bizonyos, hogy  
logikai ellentmondásról nincsen szó, hiszen két  
inercimozgást végző óra (ha relatív sebességük  
nem zérus) csak egyetlenegyszer találkozhatnak  
össze s így a mutatók állásának abszolút (módszer-  
től és vonatkoztatási rendszertől független) össze-  
hasonlítása csak egy alkalommal lehetséges, nem  
pedig legalább két alkalommal, ami pedig szük-  
séges lenne annak megállapításához, vajon abszo-  
lút értelemben gyorsabban jár-e az egyik, s ha  
igen, melyik. (Ne essék félreértés: az 1a, 1b pél-  
dákban  $A$  és  $B$  kétszer találkozik össze, ez azon-  
ban csak úgy lehetséges, hogy vagy  $B$  (1a. ábra)  
vagy  $A$  (1b. ábra) nem végez tiszta inercimozgást,  
s ezért pl. az 1b esetben abból, hogy a két talál-  
kozás között  $A$  órája kevesebbet haladt előre,  
mint  $B$ -é, külön az  $aa'$  vagy  $a'a''$  szakaszra vonat-  
kozóan abszolút következtetést levonni nem lehet.)  
Bensőnk mégis szembehelyezkedik ezzel a lehető-  
séggel. — Közismert tény, hogy a különböző  
anyagok nem egyenletesen változtatják, mondjuk,  
a térfogatukat a hőmérséklet emelésénél, mégis  
természetesnek vesszük, hogy nincs annyiféle hő-  
mérséklet, ahányféle folyadék, sőt határozott  
igényünk, hogy létezzék valamilyen lényegében  
egyértelmű, abszolút hőmérsékletfogalom. Még  
sokkal inkább igényünk, hogy rendelkezünk a  
mérési módszerek esetlegességeitől, az órák ter-  
mészetrájzatától független abszolút időfogalommal.  
Ha azonban abszolút idő létezik, akkor az anyagi  
órák járását mindig összehasonlíthatjuk vele s  
ezen keresztül egymással. Megfordítva: ha semmi-  
képpen nem lehet az egymáshoz képest mozgó  
órákról abszolút értelemben eldönteni, hogy melyik  
jár gyorsabban, akkor nincs abszolút idő. Ekkor  
időtartam sem definiálható egyértelműen két ese-  
mény között (térben és időben lokalizált esemény  
a  $t$ ,  $x$  diagramon pontot jelent) amire a legegý-  
szerűbb példa éppen a két rakéta elválásának és



összetalálkozásának eseménye. (Logikai ellentmondásról természetesen ebben a formában sincs szó, más fizikai mennyiségeket is ismerünk, amelyek nemcsak a test pillanatnyi állapotától, hanem előzetesen befutott pályájától is függenek, s például az 1a ábrán az eltérő időtartamokat szolgáltató  $aa'$  és  $bb'b''$  mozgásokat egymástól élesen meg lehet különböztetni.) Az a tény viszont, hogy két kiszemelt esemény között az időadatok különbsége egy olyan órán leolvasható, amely történetesen mindkét eseménynél jelen van, nem (csupán) „magától az időkülönbségtől”, hanem az óra közben tanúsított térbeli viselkedésétől is függ, idő és tér között fennálló belső szerkezeti kapcsolatra utal. Olyasféleképpen, mint ahogy két hegycsúcs (vízszintes) távolsága és (függőleges) magasságkülönbsége sem választható szét teljesen, hanem szerves egységet alkot, hiszen a (még csak nem is pontosan) gömbalakú Földön a „vízszintes” nem adható meg egyértelműen.

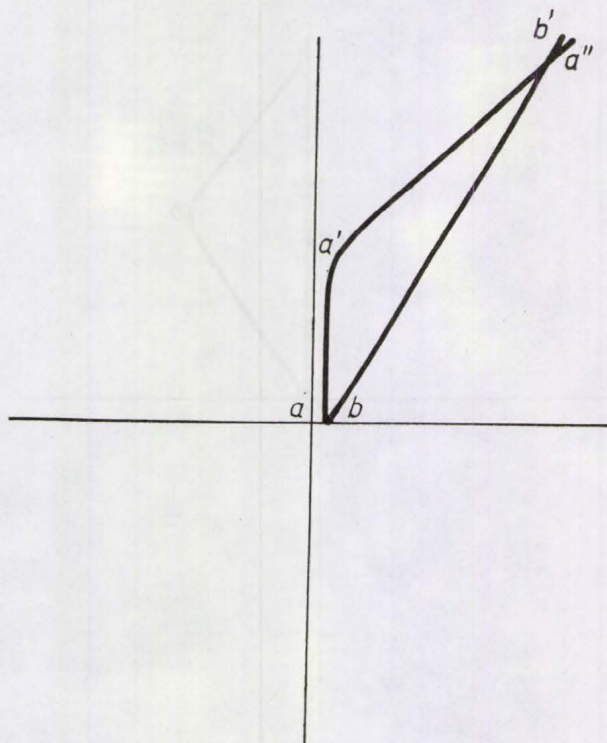
A speciális relativitáselmélet koncepcióinak valóban sikerült időt és teret olyan szerkezeti egységbe olvasztani, amelyben két esemény idő- és helykoordinátákülönbsége messzemenően úgy viselkedik, mint egy vektor különböző vetületei a közös térből. Végül soron térnek és időnek ez az „összekeveredése” az, amit szemléletünk eleinte „fából vaskarikának” érez. Így érvelünk magunkban: ha beszélünk is mondjuk kicsi vagy nagy távolságról és ugyanígy rövid vagy hosszú időről, ha a fizikai történéseket nem is tudjuk elképzelni egyik nélkül sem, azért tér és idő mégis csak két egészen különböző valami. A teret akkor érzékeljük, ha kinyitjuk a szemünket, az időt akkor ha behunyjuk. A hegycsúcsokra vonatkozó, vagy rokon hasonlatok félrevezetőek — hogy magasság és szélesség nem választható szét egyértelműen, az csupán azért van, mert a tér nem egy, hanem három dimenziós; természetes, hogy a különböző térbeli dimenziók szerves egységet alkotnak, „összekeverednek”. Tér és idő szimmetrikus szerepeltetése a formulákban, legfeljebb matematikai ügyeskedés lehet.

Szemléletünk elé határozott formában rajzolódni ki a fizikai történések színpadának keretei: egyfelől a „mindentől független, külső tárgyakra való vonatkozás nélküli” idő, másfelől a minden időpillanatban azonos jellegű (végtelen) tér, mászóval egy egydimenziós és egy tőle teljesen független háromdimenziós (euklidesi) kontinuum. Hogy az események között tájékozódhassunk, vonatkoztatási rendszert, koordinátarendszert kell választanunk mindkét kontinuumban. Az elsőben — az egydimenziós időkontinuumban — elegendő kezdőpontot és egységet megadni, hiszen az idő „egyenletesen” telik. Hasonlóképpen természetesen vesszük, hogy a háromdimenziós kontinuum szerkezete is euklidesi s így a legegyszerűbb, tudniillik derékszögű koordinátahálózatot választhatjuk.

Mármint, amint azt a relativitáselméletet igazoló kísérletek analízise mutatja, ez a szemléleti mód hibás. Azonban most célkitűzésünk értel-

mében a klasszikus, mindennapos jelenségek között keresünk olyant, amely hibás voltáról meggyőző minket. Különösnek tűnhetik, de ilyen jelenség csakugyan van, és pedig különösen egyszerű: a testek tehetetlensége.

A teljesen magukra hagyott testek egyenesvonalú, egyenletes mozgást végeznek. Ilyen elemi megfogalmazásban természetesen a tétel nem álta-



1/b ábra

lánosan érvényes; ha valamely koordinátarendszerben fennáll, akkor egy ehhez képest gyorsuló rendszerben bizonyosan nem áll fenn. Éppen ezért a fenti kijelentésben nem annyira a tehetetlenségi törvény alakját, mint inkább bizonyos koordinátarendszereket, az ún. inerciarendszereket kiválasztó elvet kell látnunk, az inerciarendszerek ti. éppen azok, amelyekben a tehetetlenségi elv a fenti legegyszerűbb formában érvényes.

Ennél a pontnál súlyos probléma merül fel, amely már Newton-nak is sok gondot okozott. Tekintsünk, a régi szemléleti mód alapján állva, a térben két derékszögű koordinátarendszert — az egyik legyen  $K(x, y, z)$ , a másik  $K'(x', y', z')$  — melyek egymáshoz képest gyorsulva mozognak. Bármelyikből vizsgáljuk is a folyamatokat, egy kiszemelt eseményt négy adat,  $x, y, z, t$ , illetve  $x', y', z', t'$  jellemez. Ha az időt mindkét rendszerben ugyanattól a kezdőpillanattól számítjuk, akkor természetesen  $t' = t$ , és ha az  $x$ -tengelyek egymáson csúsznak, akkor egyenletes gyorsulásnál legegyszerűbb esetben

$$x' = x - at^2, \quad y' = y, \quad z' = z \quad \text{vagy megfordítva} \\ x = x' - at'^2, \quad y = y', \quad z = z' \quad (-a' = a) \dots (1)$$



Tegyük fel, hogy  $K$  inerciarendszer. Miért nem az  $K'$ ? Azért, mert gyorsul. Mihez képest?  $K$ -hoz képest. De hiszen  $K$  is gyorsul  $K'$ -hez képest, ugyanolyan módon. A fenti képletekben a vesszős és vesszőtlen mennyiségek szimmetrikusan szerepelnek. Miért nem  $K'$  az inerciarendszer, a másik pedig nem az?

Erre a kérdésre Newton a következő választ adta:  $K'$  azért nem inerciarendszer, mert az abszolút térhez képest gyorsul, míg  $K$  az abszolút térben nyugszik vagy egyenletesen mozog. Más szóval: egyenletesen mozoghat valamely (magárahagyott) test az abszolút térben, ha azonban gyorsítani akarjuk, az abszolút tér ellenáll, inerciaerőket ébreszt. Ez a válasz azonban, mint arra elsősorban E. Mach rámutatott, nem kielégítő. Mi okozza az inerciaerőket? Az abszolút tér. Mi az abszolút tér, milyen egyéb sajátságai vannak? Erre csak azt mondhatjuk, hogy az abszolút tér az inerciaerők oka, más megnyilvánulását nem ismerjük. Az ilyen ok valójában az ok nem ismerését jelenti.

Mach meggyőződése az volt, hogy maga a tér nem lehet fizikai folyamatok oka. Szerinte a tehetetlenség forrását az univerzum távoli tömegei szolgáltatják; az inerciarendszerek olyan rendszerek, amelyekben az univerzum tömege egészében (átlagosan) nyugszik, illetve nem gyorsul. Meg is kísérlete a mechanika törvényeiből az abszolút teret kiküszöbölni, próbálkozása azonban nem járt sikerrel. A távoli tömegek döntő szerepére vonatkozó követelését Einstein „Mach-féle elv” néven, de más formában átvitte az általános relativitáselméletbe.

Marad tehát a rejtély: honnan „tudják” a magukra hagyott testek, hogy melyik az a rendszer ( $K$  és  $K'$  közül), amelyikben egyenletesen kell mozogniuk? Vagy másképp: honnan „tudja” a tehetetlenség elvét kimondó törvény, hogy melyik rendszerben kell az először felírt, legegyszerűbb alakot öltenie? Ha a kérdést az utóbbi formában tesszük fel, akkor felötlik annak a lehetősége, hogy „maga a tér” éreztesse szerepét a fizikai folyamatokban, hogy bizonyos mértékig „oka” legyen valamilyen törvényszerűségnek. Nevezetesen: ha a térnek (itt most általánosságban tetszőleges kontinuumra gondolhatunk) meghatározott szerkezete van, akkor elképzelhető, hogy választható benne olyan vonatkoztatási rendszer, amely ehhez a szerkezethez különlegesen „szimul”, a szerkezetet közvetlenül, egyszerű módon visszatükrözi. A tér tehát kitüntethet bizonyos koordináta-rendszereket, amelyek esetleg az illető térben lezajló folyamatok viszonylag egyszerű leírását engedik meg. Példa: Tudjuk, hogy egy szabadon lebegő folyadékcsapp felszínének nagysága a felületi feszültség következtében minimumértéket vesz fel. Ha ezt a törvényszerűséget így fogalmazzuk: A szabad folyadékcsapp felületének egyenlete mindig

$$(x - z_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 = R^2 \quad (2)$$

akkor ez az előbbinél részint kevesebbet, részint sokkal többet mond. Kevesebbet annyiban, hogy a második alak nem érvényes minden koordináta-rendszerben, ugyanakkor többet is, mert kiderül belőle, hogy a térben található olyan koordináta-rendszer, amelyben éppen ez az egyszerű alak érvényes: a tér euklidesi, a kitüntetett rendszerek a derékszögűek. Ismételjük: a példánkban szereplő törvény alapvető oka a felületi feszültség, a (2) alak felírásánál már a tér is közrejátszott. Továbbmenve: a  $k(x, y, z)$  derékszögű rendszer helyett vezessük be a  $k'$  rendszert, így:

$$z' = z, x' = x - az^2, y' = y \quad (3a)$$

Írjuk fel az inverz összefüggéseket is:

$$z = z', x = x' - a' z'^2, y = y' \quad (a' = -a) \quad (3b)$$

Bár ezekben a egyenlőségekben a vesszős és vesszőtlen mennyiségek szimmetrikusan szerepelnek,  $k'$ -ben a „csepp-törvény” egyszerű, (2) alatt felírt alakja nem érvényes és ennek igenis „a tér az oka”, helyesebben az, hogy csupán  $k$  szimul a tér szerkezetéhez. Magától értetődik azonban, hogy ez a különbség a folyadékcsappoktól függetlenül is revelálódik; két szomszédos pont távolságának négyzetét  $k$ -ban  $dx^2 + dy^2 + dz^2$ ,  $k'$ -ben  $dx'^2 - 4a' z' dz' + \dots$  adja meg. Egyébként a (3)-ben szereplő nem lineáris tag rögtön mutatja, hogy  $k$  és  $k'$  közül legfeljebb az egyik lehet derékszögű.

Térjünk vissza most a tehetetlenségi törvényhez, valamint a  $K$  és  $K'$  rendszerhez. Világos, hogy mire törekszünk: a szimmetrikus (1) transzformációs képletek ellenére szerkezeti eltérést keresünk  $K$  és  $K'$  között, arról akarunk meggyőződni, hogy  $K'$  (amelyikben a törvény egyszerű alakja nem érvényes) bonyolultabb. Amíg azonban a 4.1. 3. bekezdésében vázolt szemléletnél maradunk, amely különválasztja az egydimenziós idő- és a háromdimenziós térkontinuumot, addig ez nem sikerül. Két esemény időkülönbségét mindkét rendszerben  $dt = dt'$  adja meg, két test távolságának négyzetét bármelyik időpillanatban  $\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2$ , illetve  $\Delta x'^2 + \Delta y'^2 + \Delta z'^2$  szolgáltatja. A két rendszer között semmilyen aszimmetria, szerkezeti eltérés nincs. Ez érthető is, hiszen az (1) transzformáció külön az időkoordinátákat és külön a helykoordinátákat egymás között lineárisan (és ortogonálisan) transzformálja.

Minthogy pedig a testek tehetetlenségének tanúbizonysága szerint  $K$  és  $K'$  közül az egyik mégiscsak ki van tüntetve, nincs más hátra, mint feltenni, hogy a természet folyamatainak nincs két független medre, az eddig szétválasztott egy- és háromdimenziós kontinuum nem formálisan, hanem fizikailag szervesen, valamilyen egységes négydimenziós kontinuumban olvad össze. Ebben az esetben ugyanis a fentebbi példában mondtak tökéletes analógiájaképpen azonnal elképzelhetővé válik, hogy  $K$   $k$ -nak felel meg,  $K'$  pedig  $k'$ -nek (és (1) (3)-nak), azaz hogy  $K$  az egységes, négydimenziós térben valóban egyszerűbb, mint  $K'$ ,



hogy  $K$  simul a tér-idő-kontinuum szerkezetéhez,  $K'$  pedig nem, hogy  $K$  „egyenesvonalú”,  $K'$  pedig „görbevonalú”.

Ez az elképzelés Einstein elméletében szóról-szóra meg is valósul. Az egységes tér-idő-felépítést nem részletezzük, hiszen célunk csupán az volt, hogy szemléletünk ellenállását megtörjük. Ha viszont beláttuk, hogy tér és idő szükségképpen belső egységet alkot, akkor gondolatmenetünket visszafelé követve valóban természetessé válik annak a lehetősége, hogy valamilyen időkülönbség a mérő óra térbeli viselkedésétől is függjön s így végezetül az az állítás, hogy a visszaérkező űrhajó utasa kevesebbet öregedett, mint az itthon-maradottak.

A négydimenziós kontinuum struktúráját a relativitáselmélet sokkal mélyebben feltárta, mint az eddigiek érzékeltetik. Ha egyszer felismertük, hogy nem létezik a fizikai jelenségektől és egymástól független, „élettelen” idő és tér, akkor új lehetőségek romantikus perspektívája nyílik előttünk s nem fogjuk idegenszerűnek találni az általános relativitáselmélet tanítását, amely szerint anyag és térszerkezet is szerves kapcsolatban áll egymással. Szinte azt mondhatjuk, hogy a fizikai folyamatok maguk feszítik ki azt a keretet, a tér-idő-kontinuumot, amelyben lezajlanak. Tér és anyag is egységet alkot s bizonyos fokig önkényes, mit tekintünk kontinuumszerkezetnek s mit benne anyagra vonatkozó törvényszerűségnek.

Új szemléletünk birtokában térjünk egy pillanatra vissza meggondolásaink elejére. Ott azt a kérdést feszegettük, hogy két inerciamezgást végző óra közül melyik jár gyorsabban. Nyilvánvaló, hogy ezt a kérdést az abszolút idő fogalma sugallja. Ettől megszabadulva, semmi okunk nincs arra, hogy a két (egyforma) órát ne tekintsük pontosan egyenlő gyorsnak. Hogy két eseménypontot különböző (időbeli) hosszúságú világvonalak is összeköthetnek, az nem az órák, hanem a világvonalak dolga, a közönséges térben is természetesnek tartjuk, ha két pontot összekötő két különböző görbe mentén különböző számú méterrudat tudunk elhelyezni s nem gondoljuk azt, hogy a rudak nem egyforma hosszúak. Ezek után nem szükséges tovább „titkolnunk”, hogy az is elképzelhető, hogy két egymáshoz képest mozgó, azonban egyaránt mindvégig inerciamezgást végző óra kétszer is találkozzék (pl. térbelileg zárt, gömbi világban). A találkozások közt eltelt idő a két óra szerint általában eltérő lenne, az órákat mégis nyugodtan mondanók egyenlő gyorsnak.\*

Befejezésül néhány megjegyzést a gyakorlati lehetőségekről. Ezekről szólva mottónk némileg az lehetne, hogy „sok húhó semmiért”. Az űrutazás időtartama a Földön maradt, illetve a visszatérő megfigyelő óráján mérve, az elmélet szerint úgy

aránylik egymáshoz, mint  $1 : \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ , ahol  $v$  a

rakéta utazó sebessége,  $c$  a fénysebesség. Ennek kísérleti kimutatásához a mai technika rendkívül pontos órái mellett talán már a műholdak sebessége is elegendő lesz. Hogy azonban az élő megfigyelő relatív fiatalodása szubjektíve is érzékelhető legyen,  $v$ -t a fénysebesség néhányad-részeire kell növelni. A bolygóközi közlekedés távlatait vizsgálva, ott 20 km/sec körüli rakétasebességekkel találkozhatunk, hol van ez pl.  $v = 100\,000$  km/sec értéktől (ami mellett  $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$

még mindig alig több, mint  $\frac{1}{20}$ -dal tér el 1-től)! Ha az űrhajónak az üzemanyagot a Földről kell magával vinnie, akkor még az elképzelhető legjobb atomenergia-felhasználás mellett sem lehetséges észszerű méretekkel bíró rakétát ekkora sebességre felgyorsítani, lefékezni, s aztán ugyanezt (visszafelé) megismételni, mint azt egyszerű becslés mutatja. Esetleges más naprendszer bolygója sem jöhet szóba üzemanyagpótlás szempontjából, hiszen az űrhajónak előbb kellene lefékeznie, mint ahogy az (ehhez szükséges) üzemanyagot felvehetné. Azt gondolhatnánk, hogy a seholsem teljesen anyagmentes világűrből menetközben is lehet pl. hidrogént felvenni. Jóslásokba nem érdemes bocsátkozni, pillanatnyilag mindenestre úgy tűnik, hogy ahol az intersztelláris anyag elég sűrű ahhoz, hogy a belőle (pl. fúzióval) nyert energiával érdemleges gyorsulást lehessen elérni, ott egyúttal végzetes hatású közegeken állás is fellép, ilyen nagy sebességeknél.

Mindezen alapján véve nincs mit sajnálkoznunk. Az űrhajó utasa amúgysem érezné lassúbbnak az idő múlását, mint a Földön maradt ikertestvére; visszaérkezte után csak azon az áron lenne fiatalabb, hogy kevesebbet élt, éppen úgy, mintha nem utazott, csupán később született volna. Ez az érvelés, elismerjük, nem meggyőző. Hiszen itt a Földön is elszántan irigyeljük a nálunk fiatalabbakat s nem vigasztal minket, hogy viszont ők kevesebbet éltek, legfeljebb csak az, hogy egyszer ők is meg fognak öregedni.

Károlyházy Frigyes

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Elméleti Fizikai Intézete

\* Itt tulajdonképpen az ikerparadoxon egy változatával kerülünk szembe, (miért öregszik két egyaránt inerciamezgást végző megfigyelő közül az egyik többet?) amit

a világvonalak geometriai szemlélete nélkül nem tudnánk megoldani.



# Neutron-diffrakció alkalmazása az anyag-finomszerkezeti kutatásban III.

## IV. A mágneses szórás

### 1. A rugalmas mágneses szórás

Ha a szóró atom elektronhéjának akár az elektronok kompenzálatlan spinjétől, akár pályaimpulzusmomentumától származó mágneses momentuma van, akkor ez a neutron mágneses momentumával olyan kölcsönhatást idéz elő, amely befolyásolja a szórást.

Ez a hatás — a megszórástól eltérően — kiszámítható. Az elmélet szerint a vascsoport elemeinél az ún. kristálytér (a kristálybeli elrendeződés hatására egy ion körül létrejövő elektromos tér) következtében a pályamomentum hatása — legalábbis túlnyomórészt — elmarad. A ritka földfémeknél azonban a telítetlen elektronhéjat (amelyben a kompenzálatlan spinű elektronok vannak) az 5. elektronhéj (az ún. O-héj) leárnyékolja a kristálytértől, és így ezeknél a pályamomentum is befolyásolja a szórást.

Paramágneses anyagoknál a mágneses hatás szögfüggő diffúz szórást okoz, amely egyszerűen hozzáadódik a megszóráshoz. (Az egyszerű intenzitás-additivitás annak a következménye, hogy a különböző atomok ilyen szórása nem koherens, ami érthető.) A differenciális szórási hatáskeresztmetszetet most két tag: a II.-ben tárgyalt megszórási hatáskeresztmetszet és a most említett mágneses szórást kifejező  $\sigma(\vartheta)_{\text{pm}}$  paramágneses szórási hatáskeresztmetszet összegeként írhatjuk fel. Az elmélet szerint

$$\sigma(\vartheta)_{\text{pm}} = \text{konst} \cdot |f|^2 \quad (4.1)$$

ahol  $f$  az atom mágneses szórást okozó elektronjainak térbeli eloszlásával (az ezekre az elektronokra vonatkozó kvantummechanikai tartózkodási valószínűségi sűrűség eloszlásával) kapcsolatos alakfaktor:

$$f = \int e^{-2\pi i \frac{\bar{s} - \bar{s}_0}{\lambda}} \cdot \rho(\bar{r}) d\tau \quad (4.2)$$

Itt  $\rho(\bar{r})$  a mágneses szórást okozó elektronok sűrűség-eloszlása,  $d\tau$  térfogatelem. A (4.2)-beli alakfaktor csak abban tér el a röntgen-diffrakcióból jól ismert atomi alakfaktortól, hogy utóbbiban  $\rho(\bar{r})$  az összes elektronok együttes sűrűségét jelenti.  $|f|^2$  tehát függ az  $\bar{s}$  és  $\bar{s}_0$  vektorok által bezárt szögtől, és ez okozza  $\sigma_{\text{pm}}$ -nek a  $\vartheta$  szögtől való függését.

Olyan (ferro-, antiferro- és ferrimágneses) anyagoknál, amelyeknél több elemi cellára (egy-egy mágneses „doménre”) kiterjedő mágneses rendezettség van, a mágneses hatás (rugalmas szórás esetén) nem a diffúz szórást növeli, mint a paramágneses szórás esetében, hanem a koherens szórást befolyásolja úgy, hogy a szórási hatás-

keresztmetszet nemcsak a  $b$  megszórási amplitudótól, hanem a

$$p = \text{konst} \cdot f \quad (4.3)$$

ún. mágneses szórási amplitudótól is függ. ( $p$  függ a szórási szögtől, mert az  $f$  alakfaktor függ tőle, amint fent mondtuk.) A szórási hatáskeresztmetszet most a beeső neutron-sugárzás polarizáltságától is függ.

Ha a beeső sugárzás tökéletesen polarizált és a neutronok mágneses nyomatékának  $\bar{e}$  (egységvektor) iránya a mágnesezés  $\bar{K}$  (egységvektor) irányával megegyezik, vagy azzal ellentétes, akkor a hatáskeresztmetszet:

$$\sigma(\vartheta) = b^2 + 2bpq\bar{e} + p^2q^2 \quad (4.4)$$

ahol

$$q = \frac{\bar{s} - \bar{s}_0}{|\bar{s} - \bar{s}_0|} \cdot \left[ \frac{(\bar{s} - \bar{s}_0) \cdot \bar{K}}{|\bar{s} - \bar{s}_0|} \right] - \bar{K} \quad (4.5)$$

az ún. mágneses kölcsönhatási vektor.

(4.4) három tagja közül az 1. megszórásaként, a 3. mágneses szórásaként, a középső tag pedig a koherens mag- és mágneses szórás interferenciájaként értelmezhető.

Polarizálhatatlan neutron-sugárzás szórási hatáskeresztmetszetében (4.4) három tagja közül csak az 1. és a 3. marad meg, mert az interferencia-tag a megfelelő átlagképzésnél kiesik. (Ui. ilyenkor egyenlő súllyal kell figyelembe venni  $\bar{e} = \bar{K}$ -t és  $\bar{e} = -\bar{K}$ -t.) Tehát ilyenkor

$$\sigma(\vartheta) = b^2 + p^2q^2 \quad (4.4^*)$$

Kis kristályokon való szóródás leírásához a fáziskülönbségek figyelembevételével összegeznünk kell az egyes atomok szórási amplitudóit (lásd II. 1.).

Polarizálhatatlan nyaláb szóródása esetében (amikor a mag- és a mágneses szórás interferenciáját kifejező tagok kiesnek) a kristályszerkezeti amplitudónak a szórt intenzitás kifejezésében szereplő abszolútérték-négyzete a következő:

$$|F|^2 = \left| \sum_{\text{cella}} b_k \exp \left[ 2\pi i \frac{\bar{s} - \bar{s}_0}{\lambda} \bar{r}_k \right] \right|^2 + \left| \sum_{\text{cella}} pq \exp \left[ 2\pi i \frac{\bar{s} - \bar{s}_0}{\lambda} \bar{r}_k \right] \right|^2 \quad (4.6)$$

Mágnesezetlen ferro-, antiferro- és ferrimágneses kristályok esetében  $|F|^2$ -nek ezt a kifejezését még megfelelően átlagolnunk kell, mert a  $\bar{K}$  mágnesezési irány és ezzel együtt  $q$  értéke doménről doménre változik. Természetesen ebben az esetben (4.4\*)-ba is  $q$  átlagértékét kell tennünk.



(4.6) első tagja (2.10) abszolútértékének a négyzete. Ezt a tagot tehát nukleáris kristályszerkezeti faktornak nevezhetjük és  $|F_{\text{nukl.}}|^2$ -tel jelölhetjük. A második tag mágneses kristályszerkezeti faktor elnevezése és  $|F_{\text{mágneses}}|^2$  jelölése az előzőek alapján szintén kézenfekvő. Ezekkel a jelölésekkel (4.6) helyett írhatjuk:

$$|F|^2 = |F_{\text{nukl.}}|^2 + |F_{\text{mágneses}}|^2 \quad (4.6^*)$$

$|F|^2$  számításánál figyelembe kell vennünk azt, hogy ehhez esetleg nagyobb elemi cellával kell számolnunk, mint (2.10)-ben kellett. Uí. az elemi cella kritériuma most szigorúbb: nemcsak az atomok térbeli elrendeződése, hanem a mágneses momentumok térbeli elrendeződése szempontjából is legkisebb egységnek kell lennie.

(4.6\*)-ban a mágneses tagot mágnesezéssel befolyásolni lehet, ti. változtatni lehet  $\bar{K}$ -t és ezzel  $\bar{q}$ -t. Ez fontos a mágneses és a nukleáris szórás szétválasztása szempontjából.

## 2. A rugalmas mágneses szórási amplitudók kísérleti meghatározása

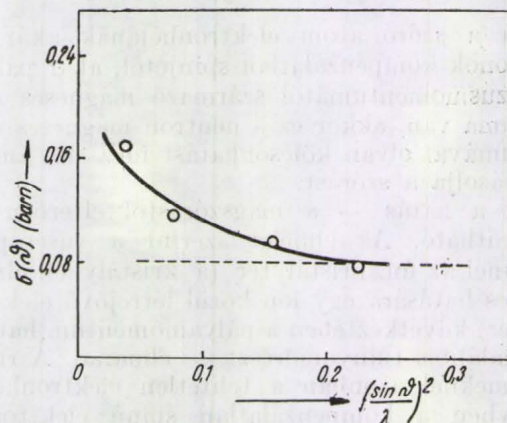
Paramágneses anyagok diffúz szórásának méréséből kiszámítható a paramágneses szórási hatáskeresztmetszet és ebből (4.1) szerint az atomalakfaktort, ha a diffúz szórás egyéb tényezőit megfelelően figyelembe vesszük.

Ha polikristályos ferro-, antiferro-, ferrimágneses anyag koherens szórását, azaz reflexióinak intenzitását mérjük (polarizálatlan neutronokkal) és az intenzitásokból számított hatáskeresztmetszetet ábrázoljuk  $\vartheta$ , vagy célszerűen  $\left(\frac{\sin \vartheta}{\lambda}\right)^2$  függvényében, akkor a mágneses szórási amplitudó IV. 1.-ben említett csökkenése miatt csökkenően egy határértékhez tartó görbét kapunk. A határérték egyenlő  $b^2$ -tel, a magiszórási hatáskeresztmetszettel, mert  $\frac{\sin \vartheta}{\lambda}$  elég nagy értékeinél  $f^2$  és így  $p^2$  gyakorlatilag már 0.  $\sigma(\vartheta)$ -nak a határérték feletti értékei tehát a (4.4)-beli  $p^2 q^2$ -et adják  $\left(\frac{\sin \vartheta}{\lambda}\right)^2$  függvényében, amiből  $p$  kiszámítható.

A 8. ábra az  $\alpha$ -Co-ra vonatkozó ilyen görbét mutatja. (Shull, Wollan, Koehler, 1951.)

Amint IV. 1.-ben említettük, mágnesezetlen ferro-, antiferro-, ferrimágneses anyagok esetében a (4.4\*)-beli  $q^2$  helyébe a megfelelő átlagértéket kell tenni. Ezeket az anyagokat mágnesezve  $q$  és így  $\sigma(\vartheta)$  megváltozik. A változás a IV. 1.-ben mondottak szerint függ a mágnesezés  $\bar{K}$  irányától is. Ha  $\bar{K} \parallel (\bar{s} - \bar{s}_0)$ , akkor (4.5) szerint  $q = 0$ . Ilyenkor a mágnesezés növelésével (miközben a  $\bar{K} \parallel (\bar{s} - \bar{s}_0)$  feltétel egyre jobban teljesül)  $\sigma(\vartheta)$  csökken és mágneses telítettség esetén átmegy

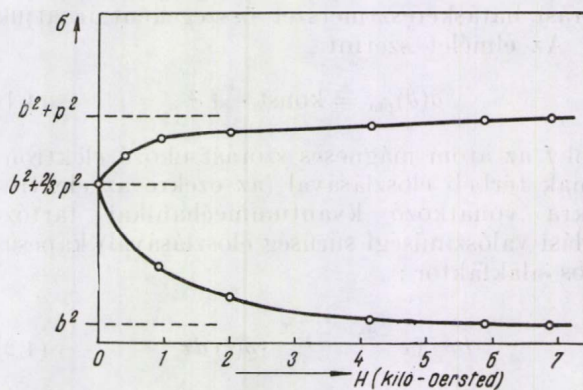
$b^2$ -be, mert ekkor  $q = 0$  miatt a mágneses szórási tag 0. Ha viszont  $\bar{K} \perp (\bar{s} - \bar{s}_0)$ , akkor (4.5) szerint  $q^2 = 1$ , és így  $\sigma(\vartheta)$  a mágnesezés növelésével (miközben most a  $\bar{K} \perp (\bar{s} - \bar{s}_0)$  feltétel teljesül egyre jobban) növekszik, és telítettség esetén átmegy



8. ábra. Az  $\alpha$ -Co differenciális hatáskeresztmetszete

( $b^2 + p^2$ )-be. Ilyen kísérletekkel tehát  $p$  ugyancsak meghatározható.

A 9. ábra mutatja ezt polikristályos magnetit (111) reflexiója esetében. A felső görbe határértéke az előbbiek szerint  $b^2 + p^2$ , az alsó görbéé  $b^2$ , és mágneses tér nélkül (a két görbe metszéspont-



9. ábra. (Shull, Wollan, Koehler, 1951.)

jában)  $\sigma(\vartheta) = b^2 + \frac{2}{3} p^2$  (mert  $q^2$  átlagértéke ebben az esetben éppen  $\frac{2}{3}$ ).

A 2. táblázat — összehasonlítás kedvéért — mutatja néhány atomra, ill. ionra a  $b$  magiszórási amplitudó értékét, továbbá a  $(\vartheta$ -tól függő)  $p$  mágneses szórási amplitudó értékét  $\vartheta = 0$  és  $\frac{\sin \vartheta}{\lambda} = 0,25 \text{ \AA}^{-1}$  esetén.



2. táblázat

atom, ill. ion	$b$ ( $10^{-12}$ cm)	$p$ ( $10^{-12}$ cm)	
		$\theta=0$	$\frac{\sin \theta}{\lambda}=0,25 \text{ \AA}^{-1}$
Fe (fém)	0,96	0,60	0,35
Fe <sup>2+</sup>	0,96	1,08	0,45
Fe <sup>3+</sup>	0,96	1,35	0,57
Co (fém)	0,28	0,47	0,27
Co <sup>2+</sup>	0,28	1,21	0,51

### 3. A rugalmatlan mágneses szórás

Szórás közben olyan energiakicserélődés is történhet a szóró anyag és a neutronok közt, amely a szóró atom mágneses nyomatékának orientáció-változásával jár együtt. Ez a jelenség természetesen erősen hőmérséklet-függő, akárcsak a rugalmatlan magszórás.

A rugalmatlan mágneses szórás vizsgálata a spin-fluktuációra vonatkozó elméletek ellenőrzésére szolgálhat. Itt is, akárcsak a rugalmatlan magszórás esetében (II. 4.), a szórt energiaeloszlásnak a különböző szórési irányokban való kimérésével lehet csak döntő megállapításokat tenni. Brockhouse végzett ilyen méréseket: 1955-ben paramágneses anyagokon, 1957-ben magnetiten. A mérések elve ugyanaz, mint a rugalmatlan magszórás esetében. Így a mágneses szórás alkalmazásairól szóló (V.) fejezetben a rugalmatlan mágneses szórásról nem fogunk beszélni.

## V. A mágneses szórás alkalmazásai

### 1. Az alkalmazás elvei

A mágneses szerkezetre a neutron-szórás adja a legközvetlenebb felvilágosítást. Paramágneses állapotban lévő anyagoknál ki lehet vele mutatni esetleges kisebb-nagyobb mértékű mágneses rendezettséget. Rendezett mágneses állapotú (tehát ferro-, antiferro- és ferrimágneses) anyagoknál pedig a neutronszórás segítségével felvilágosítást lehet kapni az egyes mágneses atomok mágneses nyomatékának nagyságára és irányára. Röntgen-szórásból mindegyikre semmilyen következtetést nem lehet levonni, mert a röntgen-szórás a mágneses nyomatékok nem befolyásolják.

Különböző vizsgálatokhoz polarizált neutronokra van szükség. Ilyeneket a neutron-források polarizálatlan neutronjaiból mágneses szórás segítségével lehet nyerni, ami azon alapszik, hogy (4.4) szerint polarizálatlan nyaláb két ellentétesen polarizált komponense ( $\vec{e} = \pm \vec{K}$ ) nem egyforma mértékben szóródik.

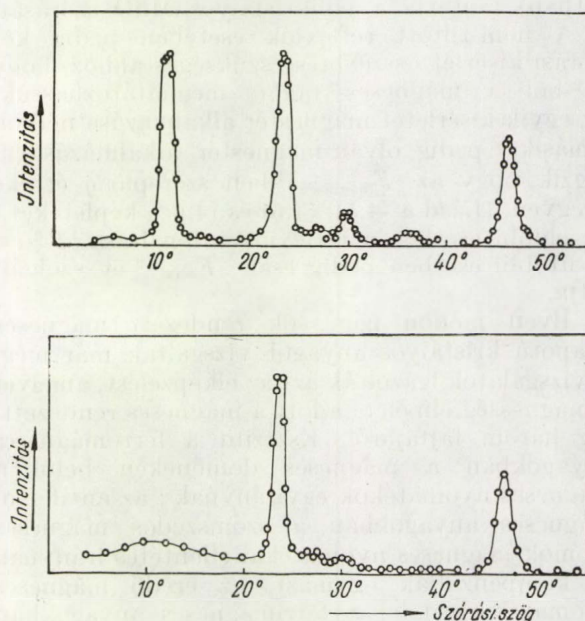
Az  $f$  mágneses alakfaktorok meghatározásából következtetést lehet levonni a mágneses szórás okozó elektronok eloszlására.

A III. 1.-ben mondottak jelentős része értelemszerűen a mágneses szórásra is vonatkozik.

Az eredmények ismertetésénél itt is csak néhány példa kiragadására szorítkozhatunk.

### 2. Paramágneses anyagok mágneses rendezettségének vizsgálata

Nem minden paramágneses anyag mutat teljesen diffúz mágneses szórást, ahogy azt (4.1) szerint váránk. Egyes paramágneses anyagokban még a Curie-ponttól elég távoli hőmérsékleten is van bizonyos kismérvű (ún. rövidtávú) spin-rendezettség, és ez a polikristályos szórási képben mint igen széles, elmosódott „reflexió” (inten-



10. ábra. Polikristályos MnO szórása 300 K°-on (lent), és 80 K°-on (fent)

zítás-maximum) jelentkezik. Ez analóg azokkal a széles Debye-Scherrer gyűrűkkel, amelyek folyadékok röntgen-szórásában jólismertek. Ott az atomok, itt a mágneses nyomatékok tökéletlen (rövidtávú) rendezettsége okozza a jelenséget. Különösen nagymérvű ez a rendezettség a Curie-pont közvetlen közelében. Az itt észlelt széles reflexiókból hasonló módon lehet következtetést levonni a mágneses nyomatékok rendezettségére, mint a folyadékok széles röntgen-reflexióiból az atomok rendezettségére.

Az első ilyen diffúz reflexiót 1949-ben észlelték szobahőmérsékletű MnO-on. (Shull és Smart.) Ezt mutatja a 10. ábra alsó része kb. 10° szórási szögnél. Hogy ezt tényleg a mágneses nyomatékok kismérvű (rövidtávú) rendezettsége okozta, azt bizonyítja a Curie-pont alatt készített felső kép: az előbbi diffúz reflexió helyett itt éles reflexiót látunk, amit a (nagyobb tartományokban: a mágneses doménekben) rendezett spin-állapot okoz.



### 3. Rendezett mágneses szerkezetek vizsgálata

A mágneses szerkezet megállapítása a (4.6\*)-beli  $|F_{\text{mágneses}}|^2$ -nek több reflexióra (különböző  $\theta$ -kra) való kísérleti meghatározásával történik. A reflexiók intenzitásából közvetlenül a teljes  $|F|^2$ -et lehet meghatározni. Olyan reflexiókra, amelyekre  $|F_{\text{nukl.}}|^2 = 0$ , ez azonnal megadja  $|F_{\text{mágneses}}|^2$ -et. Ezek a reflexiók ugyanazon anyag röntgen-szórásában (ahol mágneses szórás nincs) nem lépnek fel. Ezért ezeket a reflexiókat, amelyek csak a mágneses szórás következtében lépnek fel, tiltott reflexióknak is szokták nevezni. Ilyen tiltott reflexiót láttunk a 10. ábra felső részén kb.  $10^\circ$  szórási szögénél, amely a Curie-pont alatti hőmérsékleten (tehát mágnesesen rendezett állapotban) mutatja a polikristályos MnO szórását.

A nem-tiltott reflexiók esetében pedig két szórási kísérlet összevetése szükséges ahhoz, hogy  $|F|^2$ -ből a mágneses tagot meghatározhassuk. Az egyik kísérletet mágnesestér alkalmazása nélkül, a másikat pedig olyan mágnesestér alkalmazásával végzik, hogy az  $|F_{\text{mágneses}}|^2$ -ben szereplő  $q$  értéke 0 legyen. (Lásd a (4.5), (4.6) és (4.6\*) képleteket.) Az előbbi esetben a reflexiók intenzitása  $|F|^2$ -et, az utóbbi esetben pedig csak  $|F_{\text{nukl.}}|^2$ -et szolgáltatja.

Ilyen módon igen sok rendezett mágneses állapotú kristályos anyagot vizsgáltak már meg. A vizsgálatok igazolták azt az elképzelést, amelyet a mágnesség elmélete adott a mágneses rendezettség három fajtájáról. Eszerint a ferromágneses anyagokban a mágneses doménekben belül a mágneses nyomatékok egyirányúak; az antiferromágneses anyagokban a szomszédos mágneses atomok mágneses nyomatékai ellentétes irányúak és kompenzálják egymást, az eredő mágneses nyomaték ezért 0; a ferrimágneses anyagokban egyes atomok mágneses nyomatéka szintén ellentétes irányú bizonyos más atomokéval, de az eredő mágneses nyomaték nem 0.

Mindhárom fajta mágneses rendezettség esetében már meglehetősen nagyszámú mágneses anyagra sikerült megállapítani a pontos mágneses szerkezetet, azaz a mágneses nyomatékok nagyságát és a kristályszerkezethez képest vett irányukat.

### 4. Polarizált neutronok előállítása

Mivel — amint (4.4)-ből látszik — polarizálatlan nyaláb két ellentétesen polarizált komponense a mágneses szórás következtében különböző mértékben szóródik, adott vastagságú mágneses anyagra téve át bocsátott neutron-nyaláb részlegesen polarizált lesz, viszonylag több lesz benne a kisebb mértékben szóródó komponensből. Megfelelő anyagra téve át bocsátással tehát elég nagymértékben polarizált nyalábot lehet előállítani. Ennek a módszernek az a hátránya,

hogy minél nagyobb mértékű polarizációt akarunk elérni, annál kisebb intenzitást kaphatunk, mert annál vastagabb anyagra téve kell alkalmaznunk.

Polarizált neutronok előállításának másik módszere totálreflexiót alkalmaz. Mágnesezett anyag esetében a törésmutató (2.12) képlete helyébe ez lép:

$$n = 1 - \frac{\lambda^2 N}{2\pi} (b \pm p), \quad (4.7)$$

ahol a kétféle előjel a beeső neutron-sugárzásnak a szóró anyag mágneseződésével megegyező, ill. azzal ellentétes irányban polarizált komponensére vonatkozik. Most tehát kettőtörés van.

Mágnesezett Co esetében elég kis  $\theta$  szögeknél  $b - p < 0$ , azaz az egyik komponensre  $n > 1$ , és így erre a komponensre totálreflexió nem lép fel, míg a másik komponensre (amelyre a  $+$  előjel szerepel) természetesen fellép totálreflexió. Így totálreflexióval elvben teljesen polarizált neutronnyalábot lehet előállítani.

A polarizált neutronok előállítására szolgáló harmadik módszer azt a tényt használja ki, hogy található olyan reflexió, amelynek az  $\vec{e} = \pm \vec{K}$  polarizációjú komponensek közül az egyik egyáltalán nem szenved szórás (a mag- és a mágneses szórási amplitudó kioltja egymást), és így a szórt nyalábban csak a másik komponens található. Ez az eset áll fenn a Co (111) reflexiója és a magnetit (220) reflexiója esetében, ha megfelelő mágnesezéssel  $q^2$ -et 1-gyel tesszük egyenlővé.

### 5. Mágneses alakfaktorok meghatározása

A mágneses alakfaktorok, ill. a (4.2) szerint velük kapcsolatos elektron-eloszlások kísérleti meghatározása szilárdtestfizikai szempontból, továbbá az eloszlásra vonatkozó számítások ellenőrzése szempontjából bír jelentőséggel. A meghatározás kétféle módon történhet: vagy a diffúz paramágneses szórásból (4.1) alapján, vagy a ferro-, antiferro-, ferrimágneses kristályok reflexióiból (4.3) alapján.

Az előbbi módszernél hátrányos az V. 2.-ben említett rövidtávú rendezettség gyakori fellépése, ami a kiértékelést természetesen zavarja. Nagy hátrány továbbá, hogy a diffúz mágneses szórás nehéz elválasztani a diffúz szórás többi részétől.

A reflexiók felhasználásának módszere esetében pedig hátrányos, hogy csak diszkrét  $\theta$  szögekre (a reflexiók  $\theta$  szögeire) kapunk alakfaktor-adatokat. Előnyös viszont az, hogy mágnesestér alkalmazása segítségével a szórásból viszonylag egyszerűen leválasztható annak mágneses része. (Lásd V. 3.)

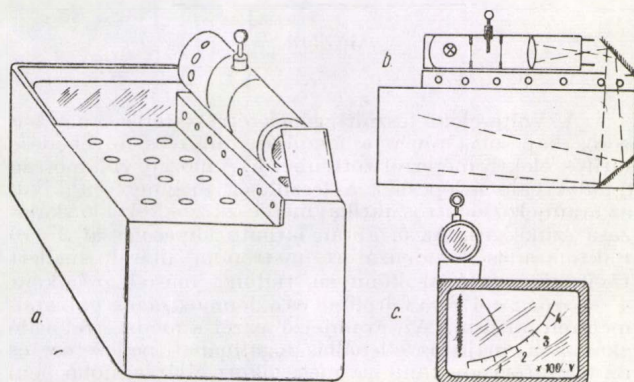
Szabó Pál

Központi Fizikai Kutató Intézet  
Neutronfizikai Osztály

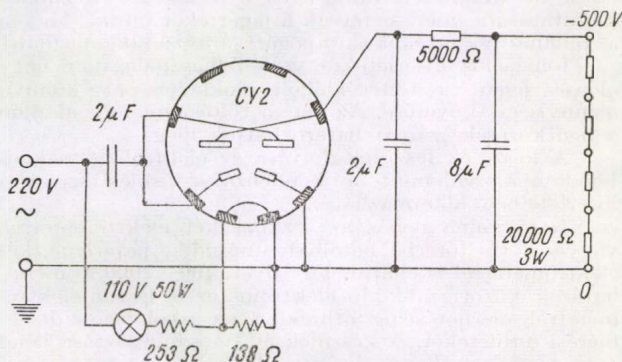


## Demonstrációs elektrométer feszültségforrással

Érzékeny elektrométerek mozgórészének vetítéses vagy mikroszkópos leolvasása elengedhetetlen. A vetítés összeállításának kényelmetlenségei elmaradnak az olyan készülékekben, amelyekben belül van a fénysugármenet és áttetsző ernyőn jelenik meg a skála a mozgórész képével. Így még tovább csökkenthető az elektrométeres mérések előkészítésének ideje. Az elektrométeres kísérletek legtöbbjénél szükség van feszültségforrásra és a kísérleti eszközök melegítésére. Az 1. és 2. ábrán látható elektrométert erre a teljes kényelemre szerkesztettem meg. Kis feszültségű, tehát kis izzótestű



1. ábra



2. ábra

fényforrás párhuzamossá tett sugarai átvilágítják az alumíniumfűstlemezes elektrométert, melynek skálája átlátszó. A lencse által létesített fordított képet két 45°-os állású tükör egyenesállásba visszafordítva veti a készülék áttetsző falára, amelyik akár 15 m távolságból is jól leolvasható. A hálózathál kisebb feszültségű fényforrást nem transzformálással, hanem előtétellenállással működtetve, rendelkezésre áll annyi meleg, hogy az elektrosztatikai segédeszközök a szobáénál magasabb hőmérsékleten tarthatók, tehát még párás teremben is működésképesek.

A feszültségforrásban a CY2 jelzésű elektroncső fűtőszála hasonlóképpen előtétellenállásról kapja meg a 0,2 A áramerősséget. A kétoldalas egyenirányítócső feszültségkétszerező kapcsolásban működik. A kapott teljes lüktető egyenfeszültséget csupán egy ellenállás és kondenzátor simítja és 5 db 20 000 ohm 3 W-os rétegellenállásokból készült lánc osztja 100, 200, 300, 400, 500 V értékekre. Iskolai célokra teljesen megfelel ez a stabilizálás nélküli megoldás. A skálázás a következő-

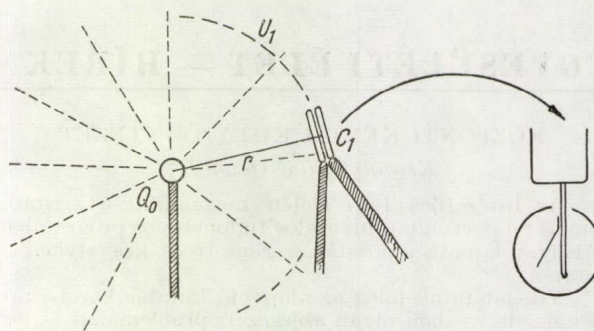
képpen történik. Józsigetelőből készült fogóval ellátott drót egyik végét az elektrométerre csiptetjük, a drót másik végét pedig rendre a feszültségosztó-lánc kivezetéseihez érintjük és a skálaértékeket leolvassuk. A hálózati feszültségingadozás általában kisebb, mint az ilyen lemezkés elektrométertől elvárható 10% körüli pontatlanság. A nagyon egyszerű egyenirányító berendezés áttekinthető. Az előtétellenállások 0,3 mm átmérőjű kantaldrótból csavart spirálisok alakjában eternitlapon, nagy felületen szétosztva vannak rögzítve a készülék alsó lapján. Az áttetsző oldallal előtt nincs fedőlap, hogy a kísérletező hátulról is lássa az elektrométer kivetített képét. Egyéb helyen a fedőlap lyuggatott, a segédeszközök melegítésére szolgál.

Az elektrométer nyugvó fémrúdja golyó, Faraday-pohárka, vagy 8 cm átmérőjű, cinklemezből készült kondenzátorlap csavarható. Ennek szigetelőnyeles és sellak-réteggel bevont párjával az elektrométer sűrítőssé tehető és így 20-szor kisebb feszültségek mérésére használható. Az elektrométer adatai:

	Kapacitás	Méréshatárok
Sűrítő nélkül .....	3—4 cm	30—500 V
Sűrítősen .....	70—80 cm	2—20 V

Noha egyáltalában nem másodrangú előny az előbb leírt készülék használatában az a kényelem, hogy bárhol az asztalra téve és hálózatra kapcsolva már is üzemképes állapotban van, igazi értékét a következő középiskolai tanítási egységekben való alkalmazhatóságán lehet lemérni. Ezzel az eszközzel jelentős mértékben szaporíthatjuk a mérőkísérletek számát. Különösen jelentős ez az elektrosztatika tanításával kapcsolatban, hiszen ott eddig csak a Braun-elektrométer használatáról lehetett szó. Viszont ahhoz megfelelően állandó feszültségforrás nem áll rendelkezésre, a kísérletek a magas szigetelési követelmények miatt tantermi viszonyokban nehezen valósíthatók meg.

A megosztás jelenségének mérésével kapcsolt bemutatásával módunk van a potenciál fogalmának kísérleti alátámasztására. Pohl-kanalakban 5, 10, 15 cm távolságra a helytől függően válik szét a két töltés. Az erőter jellemzésére tehát nemcsak az elvont térerősségvektorral, vagy a szemléletes, de számításokban nehezen alkalmazható erővonalakkal való jellemzést használhatjuk, hanem a potenciállal való jellemzést, mert a későbbiekben mindig az szerepel és kísérleti levezetése ezzel az eszközzel nem ütközik nehézségbe. A csatlakozásakor végzett munka eredményeképpen helyzeténél fogva munkavégzőképes lesz az elektromos térben hagyott csatlakon levő töltés ( $Q_1$ ). Az elektromos teret létesítő  $Q_0$



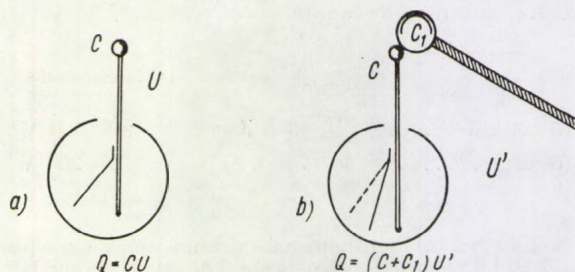
3. ábra



töltés környezetének ezt a helyét a kanálon levő töltés egység munkavégzőképességével  $U_1 = E_h/Q_1$  célszerű jellemezni. Erre a munkavégzőképességre a töltés külső erő munkavégzése alapján tett szert. Hogy az előbb írt távolságokban szétválasztott töltések valóban  $1 : 1/2 : 1/3$  arányban, azt azért könnyű bemutatni, mert a töltött kanálról az elektrométerre kerülő töltés:  $Q_1 = C_1 \cdot U_1$  az elektrométeren ugyanazzal az együtthatóval  $\frac{C_1}{C+C_1}$

arányos potenciált hoz létre:  $Q_1 = (C + C_1) \cdot U$ . A kanalat a Faraday-pohárba dugva  $C_1/C$  az együttható. 3. ábra.

A potenciálnak a távolságtól fordított arányos függése után a teret létesítő töltéstől való függését a következő módon vezetjük le. Teret létesítő  $Q_0$  töltésként olyan próbapohárat használunk, amelyet Holtz-géphez érintettünk. Fele-, majd harmadakkora teret létesítő töltést úgy hozunk létre, hogy a hasonló sebességgel forgatott Holtz-géppel feltöltött próbapohárat egy, illetőleg két hasonló nagyságú golyóval érintjük. A potenciálnak a teret létesítő töltéssel való arányossága így szintén kísérleti adat:  $U = Q_0/r$ .



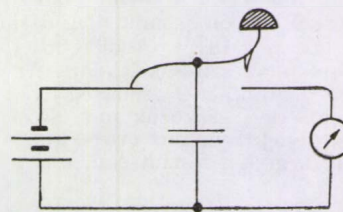
4. ábra

A potenciál, kapacitás és töltés összefüggésének, vagyis a  $Q = C \cdot U$  összefüggésnek szokásos kísérleti igazolásán kívül, annak felhasználásával, az elektrométer saját kapacitásának meghatározása ezzel az eszközzel gyorsan történhetik. Pár darab szigetelőnyeles fémgolyó kell hozzá. Közömbös golyóval érintve az  $U$  feszültségre feltöltött elektrométer (4. ábra)  $U'$  feszültségű lesz.

A golyó  $C_1$  kapacitásának ismeretében  $C = C_1 \frac{U'}{U - U'}$  képlettel számítható az elektrométer saját kapacitása. (10% eltérés lehetséges.)

A kondenzátor működése gyorsan és világosan magyarázható a következő módon. A kondenzátor-lemezzel felszerelt elektrométert például 200 V-ra töltjük fel. A szigetelőnyeles másik kondenzátorlemez állványba fogva fölé csúsztatjuk. Ennek a lemeznek földelésakor kisebb kitérést fog mutatni az elektrométer, noha a benne lévő töltés mennyisége nem változott. Ha az

elektrométert a feszültségforrás 300 V-os pólusával érintjük, nyilván nagyobb mennyiségben, sűrűbben lesz rajta az elektromos töltés. A síkkondenzátor kapacitásának a felülettől, a fegyverzetek távolságától, majd a dielektromos állandótól való függésének bemutatásával folytatódik a kísérletezés. Végül következik a kondenzátorok soros és párhuzamos kapcsolása.



5. ábra

A Volta-elem feszültségének érzékeltetése, majd a soros kapcsolás révén a feszültség arányos növekedése sűrűtő elektrométerrel történhetik. A mozgó villamosság tanába való átlépéshez a feszültség megmérése mellett az áramjelző elektrosztatikai mérőeszközökkel való skálázása szükséges. Az 5. ábrán látható kapcsolással 2–10 mikrofarados kondenzátort metronóm ütések mellett távirókopogatóval könnyen tudunk másodpercenként 4–5-ször 2–6 V-ra feltölteni és a demonstrációs galvanométeren kisütni. Az áramjelző ezzel a módszerrel való skálázása, majd az ellenállás fogalmának bevezetése és az Ohm-törvény tanítása megszokott eljárás, noha nem az MKSA-rendszernek megfelelő sorrend. Egyébként a demonstrációs elektrométer mindenféle áramforrás elektromotoros erejének meghatározására felhasználható, de különösen tanulságos a váltakozó feszültség kimutatására, mert nemcsak átlagértéket mutat, hanem a pillanatnyi értékek kitapogatására is alkalmazható.

Ionizációs kísérletekre való felhasználásakor nagy előnyt jelent a töltés időbeli csökkenésének könnyű mennyiségi követése. Az elemi töltés ismerete alapján a beütökések számát határozhatjuk meg.

A készülék feszültségforrása az elektrólízis, a kődfénylámpa, valamint a kondenzátor-kisülés szokásos kísérleteiben alkalmazható.

Nem volna nehéz az eszközt két elektrométerrel, vagyis a vetítőtérbe betolható második, papírlemezkes elektrométerrel is ellátni. Egy ilyen 400–2000 V mérés-határok között működő elektrométer a Braun-elektrométerrel mérhetőségig áthidalná az iskolai feszültségmérési területeket. A készülék 50 W-os fogyasztása lehetővé teszi az állandó bekapcsolást. Viszont még pontosabb, tehát kisebb feszültségű vetítőlámpa alkalmazásával hibátlanabb és jobban látható képet állíthatnánk elő és akkor a melegítése is jobb volna.

Csekő Árpád  
Petőfi Sándor gimnázium

## EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

### KÖZPONTI KÉMIAI KUTATÓ INTÉZET

#### Kristálykémiai Osztály

Az Intézetben 1957 elején megalakult a kristálykémiai csoport, így a hivatalos tudományos programban is helyet kapott a kristályszerkezeti és kristálykémiai kutatás.

Vizsgálataink főleg az alapvető kutatás körébe tartoznak, de részben olyan szerkezeti problémákat is tárgyalnak, amelyek közvetlen összefüggésben vannak a gyakorlattal.

Egyik elvi jelentőségű problémakör, mellyel foglalkozunk, a különböző kémiai összetételű anyagok kristálytípusainak kialakulása és a különböző polimorf módosulatok megjelenésének oka. Ez a kérdés magával hozza az ion- és atomsugarak, továbbá a rácsban előforduló kötéstípusokkal való foglalkozást. Lényegében ezek határozzák meg a kristályos anyagok szerkezetét, figyelembe véve természetesen a rács különböző ionjainak, ill. atomjainak egymáshatását is.

Az elérhető eredmények magukkal hozzhatják egyes ipari eljárásoknál végbemenő folyamatok, így pl. alu-



míniumhidroxidok és oxidok közötti átmenet, wolfram-oxidok redukciója stb. részletesebb megismerését és magyarázatát.

Foglalkozni kívánunk az Intézetben kristályos anyagok magas hőmérsékleten stabilis módosulatainak szerkezetével is, ahol még igen sok a teendő. Ehhez segédszközként DTA vizsgálatokat is végzünk.

Kiterjedt kutatás indult meg az üveg szerkezetének a kémiai összetétellel való összefüggése, valamint az üveg fizikai sajátságainak és szerkezetének kapcsolata terén. Ez a kutatás már eddig is figyelemre méltó összefüggéseket tárt fel, egyrészt az üveg összetétele és az üvegben egy  $O^{2-}$  ionra eső  $v$  térfogat, másrészt pedig az üveg kémiai összetétele és hőkitérjedése közt. Ezek az eredmények az üveg szerkezetének közelebbi megismerésére vezettek.

További vizsgálatok vannak folyamatban avégből, hogy az üveg szerkezetének az üveg szilárdságára kifejtett hatását megismerjük. Ez a kutatás az üveg elméleti szilárdságának szabatosabb kiszámítását eredményezte. A Griffith-féle üvegszilárdsági elmélet konkrétebb magyarázata is útban van.

### Méréstechnikai Osztály

A Magyar Tudományos Akadémia Központi Kémiai Kutató Intézete Méréstechnikai Osztálya nagy múltra és neves kutató elődökre nem tekinthet vissza, hiszen csak 1957 első negyedében alakult meg.

Az Osztály feladata a magkémiai és a modern fiziko-kémiai vizsgálatoknál nélkülözhetetlen radioaktív mérési módszerek és esetenként speciális igényeket kielégítő különleges mérőkészülékek kidolgozása. E nagy feladatból következik, hogy az Osztály eredményes munkát csak az Intézet minden egyes osztályával kiépített legszorosabb együttműködéssel végezhet. A felmerülő igények kielégítését és a feladatok megoldását az Osztály kémikus és elektronikus kutatói a megfelelő segédszemélyzettel együtt általában egy témán belül is közös munkával végzik.

A legfontosabbnak nevezhető kutatási irányok a C-14 meghatározási módszerek kidolgozása és alkalmazása szilárd és gázfázisban, valamint a különféle sugárdetektorok kifejlesztése. A jelenleg legkorszerűbb szcintillációs mérési módszer bevezetéséhez hazai viszonyok között eddig még hiányzó különböző szerves foszforok előállítása és műanyagba polimerizálása terén máris jelentős eredményeket sikerült elérni. Az egyik szerves műanyagba polimerizált szcintillátor típust az Intézetben kívül pl. a Kútvölgyi úti Állami Kórház diagnosztikai célra, J-131 meghatározásához már mintegy fél éve eredményesen alkalmazza.

Természetesen méréstechnikáról lévén szó, nem felelkezhetünk meg az elektronikus fejlesztési munkákról sem. A szcintillációs fejek alkalmazása és előnyeinek kellő kihasználása követelményként állította az elektronikus mérőműszerek fejlesztését is: a felbontóképesség növelését, a számlálási sebesség fokozását, a készülékek stabilitásának a növelését.

Tekintettel arra, hogy az Intézet egyes osztályai általában a legtöbb munkát C-14 tartalmú anyagokkal végzik, a Méréstechnikai Osztálynak főként C-14 szennyezettség vizsgálatokra alkalmas készülékeket kellett kidolgoznia. Ezek a szennyezettség vizsgálók általában véglablakos ( $1,7\text{--}2\text{ mg/cm}^2$ ) GM-csővel működnek. Most van folyamatban szcintillátoros, tranzisztoros szennyezettségvizsgáló megépítése is. Az e célra készített és műanyagba polimerizált szerves foszforok kielégítő eredményeket adnak.

A modern számlálástechnika legújabb csőtípusaival is készültek műszerek a Méréstechnikai Osztályon. Valvo EIT dekadikus osztócső alkalmazásával  $10^{-5}$  sec felbontóképességű, diszkriminátorral és automatikus időzítővel ellátott scaler különféle, a Méréstechnikai Osztályon előállított és a műanyagba polimerizált szerves foszforok mérésére szolgál. Hazai gáztöltésű dekartronsövek felhasználásával is épült egy scaler típus. Millimikroszekundumos koincidenca vizsgálatok előkészületben vannak.

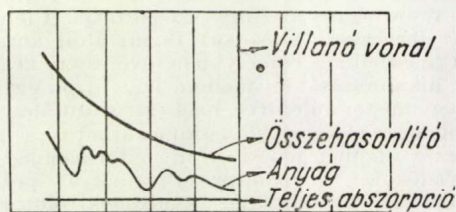
A radiokémiai vizsgálatokhoz egészen speciális GM-cső típusok kidolgozása vált szükségessé. Mind az ablak nélküli ún.  $2\pi$  geometriát biztosító szilárd, mind pedig a  $4\pi$  geometriát biztosító gázfázisú mérésekhez alkalmas GM elven működő sugárdetektorok kialakítása — részben külföldi eredmények reprodukciója révén — a számítás hatásfokának, így a mérések pontosságának a növelését eredményezte.

Távolabbi tervekben a sugárdetektorok további javítása, újabb és energiafüggetlenebb műanyagba ágyazott szerves foszforok előállítása és speciális radiokémiai alkalmazása szerepel. Ezt pedig állandóan és szükség-szerűen a műszerek továbbfejlesztése követi.

Az Osztály kis létszáma jelenleg csak a magát képezi annak a Méréstechnikai Osztálynak, amely a MTA Központi Kémiai Kutató Intézete új létesítményében a magkémiai és modern fiziko-kémiai kutatásokhoz határozott méréstechnikai segítséget fog nyújtani.

### Spektroszkópiai Osztály

A Központi Kémiai Kutató Intézet Spektroszkópiai Osztálya szerves molekulák rezgési szerkezetének kutatásával foglalkozik elsősorban. A rezgési frekvenciák azonosítását az egyes rezgési módokkal eddig a benzol halogénszármazékjaiban kísérelték meg. Az egyes frekvenciák szimmetriaviszonyainak felderítése érdekében az infravörös spektrumokon kívül a szóban forgó vegyületek vibrációs frekvenciáit és az átmenetek intenzitását a Raman-spektrum és a gőzállapotú anyag ultraibolya spektrumában is vizsgálják. Néhány esetben az egyes frekvenciákhoz tartozó rezgési módokat inaktív izotópokkal helyettesített molekulák spektrumán azonosították.



1. ábra

Többé-kevésbé ugyancsak állandó programként szerepel az inter- és intramolekuláris hidrogénkötések tanulmányozása azoknak a közvetett hatásoknak a révén, melyeket a hidrogénkötés konjugált rendszerekben a konjugáció mértékére gyakorol.

A harmadik célkitűzés ismeretlen szerkezetű vegyületek szerkezetének megállapítása, illetve a döntés két vagy több lehetséges szerkezet között. Ebben a szerteágazó munkában az Osztály a szintetikus szerves kémiai kutatás igényeit is hivatva van kielégíteni. A csoportanalízisen kívül számos esetben a helyzeti izoméria kérdéseit is sikerült tisztázni.

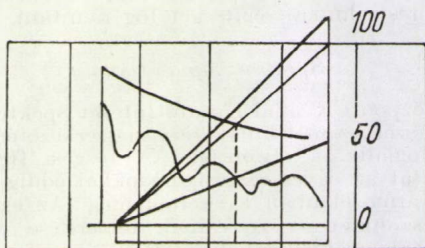
Az infravörös spektrumokat IKSz-11 szovjet gyártmányú spektrográffal veszik fel, melynek monokromátorába KBr, KCl, NaCl, LiF, és üvegprizma helyezhető el. Az észlelőberendezés termoelem, melynek áramát fotoelektrooptikai erősítőberendezés erősíti fel és továbbítja a leírószerkezet galvanométeréhez, amelyre kis tükrök van szerelve. Ezen tükrök megvilágítása és a sugármenet megfelelő vezetése folytán a rögzítés fotopapírra történik. A készülék egysugarmentes, így a megfelelő hullámhossztartományokon kétszer — egyszer az összehasonlítóval, egyszer pedig a mérendő anyaggal — kell végigmenni. A fotopapírt tartalmazó dob megfelelő beállításával ily módon egymás fölért kapják az anyag és az összehasonlító spektrumát.

Az egymástól szabályos távolságban levő függőleges, ún. villanóvonalak és megfelelően választott anyag (pl.  $NH_3$ , atmoszférikus vízgőz és  $CO_2$ ) segítségével történik a készülék kalibrálása, természetesen mindegyik prizma külön-külön.



Az erősítő úgy van beállítva, hogy a spektrumon áteresztési %-ot kapnak. Tekintettel a spektrográf egy-sugarmentes voltára, a kalibráció segítségével meg-állapított hullámszámoknál ki kell mérni az előbb emlí-tett %-os értéket. Ezen célból egy átlátszó derékszögű háromszög vonalzó 100 egyenlő részre osztottak az egyik befogón, s a beosztásokból egyenes vonalakat húz-tak a befogóval szemben levő csúcsba. A vonalzó hasz-nálatát az ábra mutatja. (Áttekinthetőség céljából az ábrán a vonalzónak csak a 100, 50 és 0%-a van berajzolva. Jelen esetben az áteresztés 50%-os.

A megfelelő pontosság elérésére a vonalzóat elég nagyra kellett készíteni, viszont a kapott spektrumok mérete kicsiny. Ezen az ellentétben oly módon segítettek, hogy a spektrumokat kivetítik és ily módon felnagyítják a szükséges méretre.



2. ábra

A Raman spektrumok felvétele egy ezen célokra átalakított ISzP-51 szovjet gyártmányú üvegspektro-gráfon történik. A megvilágító fényforrást 4 db, egyen-ként 500 W-os higanygőzlámpa szolgáltatja. A felvételek-hez saját tervezésű (a csoport tagjai által konstruált) küvettát használnak, amely lehetővé teszi két szűrő-folyadék alkalmazását oly módon, hogy azok egyrészt el-vannak egymástól különítve, másrészt a szűrőfolyadékok hűtőberendezésen keresztül cirkulálthatók s így nin-csenek kitéve felmelegedésnek, ill. felforrásnak.

Folyadékok, ill. oldatok ultraibolya spektrumát SzF-4 szovjet gyártmányú kvarespektrofotométerrel veszik fel. Ugyancsak ezt a készüléket használják oldatok kvantitatív analizisére is.

Egy Zeiss-féle Q-18-as kvarespektrográffal gőz-spektrumokat készítenek. A kapott elektron-vibrációs spektrumokat MF-2 mikrofotométerrel értékelik ki.

## A KÜLFÖLD HÍREI

Nagybritanniában jelenleg összesen 35 kutatási célo-kat szolgáló kísérleti, illetve energiatermelő reaktor működik illetve áll építés alatt. (Atomnaja Energija)

\*

Kent grófságban építik fel Nagybritannia ötödik atomvillanytelepet. Az 550 MW teljesítményű villany-telepet a La Manche csatornában lefektetett kábel segít-ségével Franciaország elektromos hálózatára fogják kap-csolni. (Atomnaja Energija)

\*

*Számadatok az Egyesült Államok atomiparáról.* 1958 első hat hónapjában az Egyesült Államokban 2,5 millió tonna uránércet termeltek. Összehasonlítá-sul közöljük, hogy 1957 ugyanezen szakaszában 2 millió tonna volt az uránérc-termelés. — Az Egyesült Államok atomiparában 1943 és 1955 között 148 halálos baleset történt. Ezek közül 2 volt sugárzási ártalom követ-kezménye. Ebben az időszakban összesen 16 sugár-zással kapcsolatos balesetet jegyeztek fel, amelyek során 69 személy szenvedett sérüléseket. Az 1956. január 1-ét megelőző 9 évben az atomipar összes dolgozóinak 99,4%-nem kapott 5 r/évnél nagyobb sugárdózist, s csupán a

dolgozók 0,01%-a, vagyis 19 személy által kapott dózis múlta felül a 15 r/év értéket. (Nem számítva azt a 69 személyt, akik baleset folytán egy alkalommal nagy besugárzást kaptak.) A 9 év alatt a sugárdózis 237 sze-mély esetében múlta felül a 3 r/év értéket. Ezek közül 98-an magfegyver-kísérletek közben kapták a besugár-zást. Uránmérgezés egyetlen esetben következett be. (Atomnaja Energija)

\*

A brüsszeli világkiállítás svájci pavillonjában kiállí-tották a svájci szakemberek által készített atomórát. Az atomóra „szíve” egy molekuláris oszcillátor, vagyis egy evakuált cső, amelyben ammóniakmolekulák segít-ségével rádióhullámokat keltenek. A másodpercenként 24 milliárd rezgésszámú hullámok kvarcórát vezérelnek. Az atomóra a világ legpontosabb órája. (Phys. Bl. 1958/5.)

\*

Január 28-án hunyt el dr. J. M. Nuttall, az  $\alpha$ -aktív magok átlagos élettartamára vonatkozó Geiger—Nuttall-törvény egyik felfedezője. (Nature, 1958. máj. 10.)

\*

A neutronsugárzás elleni védekezés leghatásosabban a  $B^{10}$  bór-izotóppal valósítható meg. E stabil izotóp a ter-mészetes bórnál ötször, az ólomnál húszszor, a betonnal pedig ötszázszor hatásosabban árnyékol neutronsugár-zással szemben. (Phys. Bl. 1958/5.)

\*

Lise Meitner professzor, aki világhírért a maghasa-dás terén végzett kutatásaival szerezte, Stockholm-ban előadást tartott egyetemi hallgatók előtt a tudomány fejlődéséről. Előadásában arról beszelt, hogy a természet-tudományok művelése megkívánja az érzelmek kikap-csolását, a teljes objektivitást. Éppen ezért nagyvtekű a természettudományok nevelőereje: önuralomra, sze-rénységre és igazságszeretetre nevelnek. Előadásának további részében Meitner professzor kifejtette, hogy az atomfizika legújabb fejlődése az emberiséget nehéz problémák elé állította. Ezek a problémák azt mutatják: a természettudósoknak szükségük van általános művelt-ségre, a humanisztikus és a természettudományoknak együtt kell működnie, hogy a természetkutatás ered-ményeit, a természet hatalmas erőit az emberi értelem ellenőrizhesse és az emberiség javára használja fel.

\*

Az osztrák fizikai társulat 1957 október 15-én tar-totta Grazban évi közgyűlését. Az elnöklő Schmid pro-fesszor megemlékezett a társulat két, az elmúlt évben elhunyt alapító tagjáról, L. Ebert-ről és A. March-ról. Dr. Gernot Edert, a bécsi egyetem elméleti fizikai docen-sét „Ludwig—Boltzmann-Forschungspreis”-szel tün-tették ki. A közgyűlés elnöke hangsúlyozta, hogy Ausztria a kutatómunka tekintetében igen szűkös helyzetben van. A rendelkezésekre álló anyagi eszközök sem a kuta-tások folytatására, sem a tudományos utánpótlásról — amelynek szűnni nem akaró kivándorlása egyébként igen nyugtalanító — való gondoskodásra nem elegendők. (Phys. Bl. 1958/5.)

\*

A napisajtóban többször is olvashattunk Heisenberg új egyenletéről, amelynek megalkotása jelentős lépéssel vitt közelebb bennünket az elemi részek egységes elmé-le-téhez, az egységes térelmélet Einstein által kitűzött cél-jához. Heisenberg a göttingai egyetemen az új elméletéről tartott előadását ezzel a tréfás megjegyzéssel zárta: Leibnitznek az volt a véleménye, hogy a mi világunk az összes lehetséges világ közül a lehető legjobb. Heisenberg maga nem teljesen bizonyos abban, hogy ezt állíthatjuk, de kutatásai alapján az a benyomás alakult ki benne, hogy az összes lehetséges világ közül a mienk a *legeggy-szerűbb*.

Heisenberg egyébként néhány nappal az elméletéről megjelent első sajtóközlemények megjelenése után a következő nyilatkozatot adta át a sajtó képviselőinek:



„Tekintettel a sok, részben félreérthető és erősen eltúlzott híradásra, szükségesnek tartom, hogy a következőket jelentsem ki: Előadásom a göttingai kollokviumon egy, az elemi részek elméletére vonatkozó javaslatot ismertett, amelynek helyességét csak a következő néhány év kutatásai alapján állapíthatjuk majd meg. E javaslatot

Wolfgang Pauli professzorral együtt (Zürich) dolgoztuk ki és egy tudományos folyóiratban fogjuk együttesen közzétenni. Az e dolgozat alapjául szolgáló előmunkálatok már néhány éve megkezdődtek a göttingai Max Planck fizikai intézetben, különböző német és külföldi fizikusok részvételével”. (Phys. Bl. 1958/5.)

## KÖNYVSZEMLE

DR. MAGYARI ENDRE:

### GRAFIKUS SZÁMÍTÁSOK A HÍRADÁS-TECHNIKÁBAN

I. Tégladiagramok. Rádiótechnika könyvei, 21. kötet (Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1958.)

A grafikus számítások jelentősége napjainkban elsősorban elektromos és elektronikus tervezésben és szerkesztésben mutatkozik. A készülékepítésnél felhasznált alkatrészek csak bizonyos értékekben és akkor is elég nagy toleranciával készülnek (ellenállások, kondenzátorok, stb.) és így nagypontosságú számításoknak nincs is értelmük.

A könyv szerzője a grafikus számítások régi mestere és meggyőző érvelése szerint, már egyszerű felszereléssel is biztosítható ugyanaz a pontosság, mint a logarítéccal történő számolásakor. A grafikus számítások további előnye, hogy a képletnél lényegesen szemléletesebbek, áttekinthetőbbek, könnyebben ellenőrizhetők és sok esetben még a fizikai lényeg is jobban meglátszik használatukkal.

Ebben az első könyvben a szerző a grafikus számítások egy kis területével, az ún. tégladiagramokkal foglalkozik és ennek a szerkesztési elvnek sokoldalú használhatóságát mutatja be példákon keresztül. A könyv felépítése didaktikai szempontból kitűnő. A sorosan és párhuzamosan kapcsolt ellenállások tégladiagramjától kezdve a Wheatstone hidakon keresztül a különféle csillapító tagok és rezgőkörök méretezését mutatja be a tégladiagramszerkesztés felhasználásával. A példákból világosan látható, hogy egy tégladiagram belső képe egyidejűen felvilágosítást ad akármilyen bonyolult

áramkör feszültség-, áram- és teljesítménymegoszlásáról. Ezt numerikus számításokkal jóformán lehetetlen elérni.

A felsorolt előnyei miatt a tégladiagramszerkesztés nemcsak mérnökök és tervezők számára, hanem fizikusok számára is hasznos módszer és a könyv tanulmányozása fizikát oktatók számára is tanulságos.

T. T.

### HORVÁTH ÁRPÁD: AZ ÓRA REGÉNYE

(Táncsics könyvkiadó)

A könyv pontosan az, amit címe ígér: regényes rajz a technika érdekes speciális részének a történetéről. Végigvezeti az olvasót az óra történetén az ókortól napjainkig, közben számos kitérés tarkítja a történet fonalát. Megkapjuk az egyes óraszerkezetek fizikai leírását, bár a terjedelemhez képest mérsékelt arányban, de ez megfelel a könyv jellegének. A könyv a nagyközönséghez szól, de ebbe a fizikusok is beletartoznak. Olvasunk sok fontos dologról és sok különbségről. Olvasunk arról, hogyan függték össze a fizika fejlődésének egyes lépései gyakorlati igények, földrajzi helymeghatározás teljesítésével. Érdekes emberek és érdekes mechanizmusok sorakoznak fel ebben a jó értelemben vett technikai Jókai-regényben. Ami végleges érték: egy érdekes emberi tevékenység, az órásság és az órás amatőrség megismerése. És ami még ennél is több: a szerző életműve egy részének, nemes és szép iránti érdeklődő lelkeinek feltárása. Van a könyvben fizika is, de ennél még sokkal inkább: a szerző szíve-lelke.

V. M.

### FRAUNHOFER PRIZMÁJA

Nemrégien ünnepeltük Joseph Fraunhofer születésének 170-ik évfordulóját. Fraunhofer tevékenysége döntően hatott a modern fizika, főként a csillagászat fejlődésére, érdemeit legtmögöbben talán sírfelairata foglalja össze: „Közelebb hozta hozzánk a csillagokat”.

Különösen jelentős Fraunhofer munkássága a színképelemzés terén. Közismerten az ő nevéhez fűződik az abszorpciós vonalak felfedezése, melyeket azóta is Fraunhofer-vonalaknak nevezünk. Igaz, hogy a felfedezés dicsőségében osztoznia kell Wollastonnak, aki jóval előbb, 1802-ben észrevette ezeket a sötét vonalakat. Wollaston egyszerűen keskeny résen keresztül bocsátotta prizma-jára a fényt, ily módon 7 sötét elnyelési vonalat észlelt. Fraunhofer egy évtizeddel később megismételte a kísérletet, de jóval tökéletesebb kivitelben. Ő már kollimátort alkalmazott, prizmái is jobbak voltak, nem csoda hát, hogy neki 500 vonalat sikerült észrevennie. Alapvető kísérleteit 1814-ben hajtotta végre magakészítette prizmaival. Eredményeit a Müncheni Tudományos Akadémia előtt ismertette.

Kevesen tudják, hogy Fraunhofer prizmainak egyike hazánkban van, és a budapesti Uránia Bemutató Csillagvizsgálóban látható. Ez a prizma 1814-ben készült, igen nagy törésmutatójú ólomüvegből. A prizma törőéle 36,5°, magassága 95 mm, de ebből csak 81 mm használható. Csak két lapja van kicsiszolva, a hátsó hipotenuza-felület nincsen megmunkálva; erre azonban nincs is

szükség. A nagy törésmutató miatt igen széles színeképet ad, gyenge fényforrások megfigyelésére az erős elnyelés és a nagyon széthúzott spektrum folytán nem alkalmas. Fraunhofer a napszínkép észlelésére alkalmazta.

A tudománytörténetnek ez az érdekes emléke Fraunhofer utódjának Merz Zsigmondnak ajándékaént került hazánkba. Merzet szoros barátság fűzte a magyar csillagászat egyik kiemelkedő nagyságához, Konkoly Thege Miklóshoz. Mikor a múlt század utolsó évtizedében Konkoly létrehozta a (sajnos rövid életű) Csillagászati és Meteorológiai Múzeumot, Merz néhány Fraunhofer-emléket adományozott a Múzeum részére. Ezek között volt az említett prizma is, egy másik — azóta elveszett — darabbal együtt. Ez utóbbival észlelt először Fraunhofer csillagszínképet: az Arcturust figyelte meg, és azt a Naphoz hasonlónak ismerte fel. (Csak mellékesen jegyezzük meg, hogy ezt a prizmát a nagynevű optikus *távcsővének objektívje elé* helyezte, tehát Fraunhofer a ma is használatos *objektívprizma* feltalálója!) Konkoly ógyallai csillagvizsgálójában ki is próbálta a nevezetes emlékeket, megállapítva, hogy azokkal igen nehézkes lehetett az észlelés.

A Csillagászati és Meteorológiai Múzeum megszűntével a prizma a MTA Csillagvizsgálójának birtokába jutott, majd innen 1950-ben az Uránia Csillagvizsgáló gyűjteményébe.



Az Uránia egy másik érdekes Fraunhofer-reliquiát is őriz: egy *heliométert*. Ez a manapság már nem nagyon használatos csillagászati műszer igen kis szögek mérésére szolgál. A heliométer voltaképpen olyan lencses távcső, melynek objektívje hosszában ketté van vágva és a két

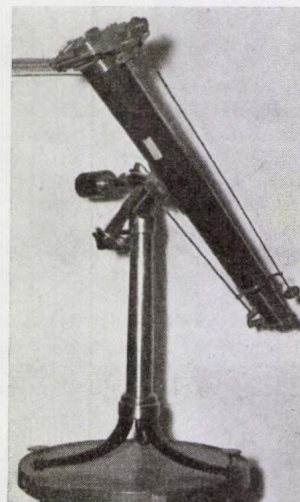


1. ábra. Fraunhofer prizma 1814-ből. A Nap színeképeinek megfigyelésére szolgált

fél lencse egymáshoz képest mérhető módon eltolható. A félobjektívek széttolt állapotban két külön képet adnak egy látómezőben. Bolygók látszó átmérőjének meghatározásánál pl. a lencsét addig kell párhuzamosan elcsúsztatni, míg a két bolygó-kép éppen érinti egymást. A skálán ekkor leolvasható a széttolás mértéke, ami megfelelő szorzófaktor segítségével ívpercek ill. ívmásodpercekre átszámolható.

Az Uránia gyűjteményében lévő heliométer eredetileg a Gellérthegyi Csillagvizsgáló számára készült. A múlt század elején létesített csillagvizsgáló műszereit Fraunhofer cégtársa Reichenbach tervezte és szállította. 1814 októberében a mai Citadella helyén álló obszervatóriumot — mely már a befejezéshez közel állt — ünnepélyes keretek között bemutatták I. Ferenc osztrák császárnak, I. Sándor orosz cárnak és III. Frigyes Vilmos porosz uralkodónak. Ferenc császárnak feltűnt, hogy néhány műszer helye üres. Kérdésére a csillagvizsgáló igazgatója, Pasquich János azt válaszolta, hogy oda később beszerzendő eszközök kerülnek. A császár felhatalmazására a szintén jelenlévő Reichenbach-

tól e helyekre három távcsövet rendelt meg, köztük a említett heliométert. A kért műszereket rövidesen megkapta, felhasználására azonban sohasem került sor, a műszer évtizedekig szállítóladájában pihent. Ez volt a szerencse, mert a szabadságharc alatt, 1849-ben, Budavár ostroma alkalmával a csillagvizsgáló megsemmisült. A műszerek nagyobb része is elpusztult, csupán a becsomagolt eszközök, így a heliométer maradt épségben. A megmaradt műszereket Jedlik Ányos mentette át az Egyetem pincéjébe. Később Eötvös Loránd a meg lehetőségen viharvert eszközöket megjavíttatta, sőt a századforduló idején néhány mérést is végeztek velük. A Tudományegyetemről az Akadémiai Csillagvizsgálóba, innen az Uránia birtokába jutottak a műszerek.



2. ábra. Fraunhofer-féle heliométer, a Gellérthegyi Csillagvizsgálóból. Ilyen műszerrel mért Bessel először csillagtávolságot 1838-ban

Heliométerünk Fraunhofer kisebbfajta távcsövei közé tartozik. A távcső objektív átmérője 84 mm. A heliométer teljesen ép állapotban van, 1951 nyarán próbaképpen megfigyeléseket is végeztünk vele. A félobjektívek széttolása az okulár mellől, csuklós karokkal irányítható, az objektív rendszer az optikai tengely körül körbe forgatható. Természetesen ma már ez is csak muzeális érték.

íjf. Bartha Lajos  
Uránia Csillagvizsgáló

## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

**Felfedezték az első antihiperont** Az antiprotonnak és az antineutronnak 1956-ban történt felfedezése óta élénken foglalkoztatta a fizikusokat az antihiperonok kérdése. Létezésük a Dirac-elmélet alapján bizonyosra mondható és az, hogy eddig még nem találták meg őket, arra vezethető vissza, hogy keltésükhöz rendkívül nagy energia szükséges. Anti  $\Lambda^0$  hiperon ( $\bar{\Lambda}^0$ ) keltéséhez szabad nukleonon 4,73 GeV, kötött nukleonon valamivel kevesebb (kb. 4,3–4,7 GeV) szükséges. A legutóbbi időben D. J. Prowse és M. Baldoceolin, a kaliforniai egyetem bevatronjának 4,6 GeV-es  $\pi^-$  mezonjaival besugárzott fotoemulzióban felfedezett

egy eseményt, amely kétségtelenül anti  $\Lambda^0$ -nak tulajdonítható. Az esemény egy antiproton ( $\bar{p}$ ) és egy  $\pi^+$  mezon együttes keletkezése. Az antiproton arról ismerhető fel, hogy óriási energiájú ( $> 783$  MeV) csillagot kelt. Az emulzióból megállapítható energiák és irányok igen jó összhangban vannak a

$$\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+$$

bojlással, nevezetesen az  $\bar{\Lambda}^0$  részecske tömegére a közönséges  $\Lambda^0$ -éval a hibahatárokon belül megegyező tömeget szolgáltatnak:  $m_{\bar{\Lambda}^0} = 1112,7 \pm 2,6$  MeV adódik, míg  $m_{\Lambda^0} = 1115,15 \pm 0,1$  MeV. Nem zárható ki természetesen



tesen, hogy az antiproton és a  $\pi^+$  mezon egy antineutron töltéscseréje útján jött létre, az

$$\bar{n} + n \rightarrow \bar{p} + n + \pi^+$$

reakció szerint. Az azonban igen valószínűtlen, hogy a fellépő szögek, energiák éppen „imitáljanak” egy  $\bar{A}^0$  bomlást. Az említett esemény minden valószínűséggel  $\bar{A}^0$ -tól származott, amely maga egy

$$\pi^- + p \rightarrow \bar{A}^0 + A^0 + n$$

reakció során keletkezett. (Phys. Rev. Letters, 1958. IX/1. I, 179.)

S. A.

**Az antigravitáció.** A közelmúltban több kutató (pl. Morrison, Gold, Bondi) feltételezte, hogy az antirészek gravitáló tömege a részek gravitáló tömegével ellenkező előjelű. Ezzel a feltevessel próbálták magyarázni azt a tényt, hogy az általunk ismert világmindenségben az anyag ki van tüntetve az antianyaggal szemben. (Az antinukleonok és pozitronok száma sokkal kisebb, mint a nukleonoké és elektronoké.) Az antigravitáció — tehát az antirészek negatív gravitáló tömegének feltételezése — természetes magyarázatot ad erre a kérdésre. Az egyenlő mennyiségben keletkező részek és antirészek között gravitációs taszítás lép fel és ez távolítja el ezeket egymástól.

Érdekes feladatot vet fel J. A. Alekszandrov és V. N. Bondarenko. Meg kell vizsgálni azt, hogy mennyire egyeztethető össze a modern fizika eredményeivel az antigravitáció feltevése.

A rendelkezésünkre álló tapasztalati anyagból azt a következtetést már levonhatjuk, hogy a részek és antirészek tehetetlen tömege azonos előjelű. Gondoljunk csak arra, hogy a rész és antirész töltése különböző, és mágneses erőterben a rész és antirész különböző irányban térül el.

Ugyancsak a tehetetlen tömegek azonos előjelét bizonyítja a következő gondolatmenet is. Minthogy a kombinált tükrözési transzformációval (minden koordinátatengely tükrözésével és ezzel egyidőben részecskéiről antirészecskére való áttéréssel) szemben a természettörvények megtartják alakjukat, a részek rendszerében a fizikai jelenségeknek ugyanúgy kell lefolyniuk, mint antirészek rendszerében. Tekintsünk két elemi részecskét. Ezek vonzzák egymást. Hajtsuk végre az említett transzformációt. Ha a tehetetlen tömeg előjelet változtatna — a gravitáló tömeg akár előjelet vált, akár nem — taszítás lépne fel az antirészek között. A fentemlített elv alapján itt is vonzást várunk. Tehát: a tehetetlen tömeg előjelének mind a részecskénél, mind az antirészecskénél azonosnak kell lennie.

Ha feltesszük, hogy az antirészek gravitáló tömege negatív, tehetetlen tömege viszont pozitív, akkor az ekvivalencia elvével ellentmondásba kerülünk. Pl. a pozitron esésének iránya alapján megkülönböztethetjük azt a koordinátarendszert, amelyik gyorsulva mozog, attól, amelyikben gravitációs erőter hat.

Ugyancsak ellentmondásokba bonyolódunk, ha a kvantumelmélet megállapításait nézzük. Néhány bozon — önmagának antirésze. Ezért a bozonnak és antirészecskének azonos előjelű gravitáló tömege van. Legyen ez a tömeg zérustól különböző. Keltsen ez a bozon fermion-antifermion párt. Ekkor a bozon nem zérus gravitáló tömegéből zérus gravitáló tömeg lesz, hiszen a fermion és antifermion gravitáló tömegei azonos nagyságúak, de ellenkező előjelűek. Az Eötvös kísérlet eredménye szerint ez azt jelenti, hogy tehetetlen tömeg tűnt el. Ezáltal az energiamegmaradás tétele megsérült. Ha a bozon zérus gravitáló tömeggel rendelkezne, akkor pl. a fénysugárnak a Nap gravitációs terében tapasztalt elgörbülését nem tudnánk magyarázni.

Akkor sem tudnánk rendet teremteni, ha feltételeznénk, hogy a bozonok körében is mindig egymástól különböző rész-antirész állapotok vannak. Ekkor ugyanis

nem tudnánk megmagyarázni a háromfotonos elektron-pozitron szétsugárzást.

Látjuk tehát, hogy az antigravitáció feltevése egész sor a tapasztalatból leszűrt megállapításunknak ellentmond. A szerzők hangsúlyozzák olyan kísérletek elvégzésének fontosságát, amelyekből megállapítható, hogy milyen előjelű az antirészek tömege. (ЖЭТФ. 35. 1305. 1958.)

A. I.

**A pion béta-bomlása.** A töltött pionok ( $\pi^\pm$ -mezonok) nagy számú ködkamrával, emulzióval stb. végzett kísérlet tanúsága szerint bomlási láncuk első szakaszában müonra és neutrínóra bomlanak:  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ , majd a keletkezett müon béta-bomlást szenved, két neutrínó kíséretében pozitront, ill. elektront bocsát ki:  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu$ . A részecskék bomlási folyamataira felállított elméletek már régebben arra az eredményre vezettek, hogy e bomlási lánc mellett elő kell fordulnia a pion közvetlen béta-bomlásának, a  $\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$  folyamatnak is. A kísérleti kutatóknak azonban a legutóbbi időkig nem sikerült példát találniuk e bomlási módra.

Az atommagok béta-bomlására vonatkozó kísérleti vizsgálatok ez évben elvezettek a béta-kölcsönhatási törvény alakjának tisztázásához. Eszerint a kölcsönhatási energia „V-A típusú”, vagyis a kölcsönhatásban résztvevő részecskékre jellemző vektor- és axiálvektorokból megalkotott kifejezések különbségeként állítható elő. A „V-A”-elmélet a magok béta-bomlásának helyes leírása mellett a müon bomlása esetében is sikeresnek bizonyult: a kölcsönhatási állandónak az  $O^{14}$  béta-bomlásából meghatározott értékét felhasználva a „V-A”-elmélet alapján a müon élettartamára  $\tau_{\text{elm}} = (2,26 \pm 0,04) 10^{-6}$  sec adódott; ez jól egyezik a  $\tau_{\text{kis}} = (2,22 \pm 0,02) 10^{-6}$  sec mért értékkel.

A „V-A”-elmélet értelmében a  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu \rightarrow e^\pm + 3\nu$  bomlási lánc minden 8000 esete mellett egyszer elő kell fordulnia a pion  $\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$  közvetlen béta-bomlásának is. A „V-A”-elmélet sikerei a közelmúltban több kutatócsoportot a probléma új, gondosabb kísérleti vizsgálatára ösztönöztek. Impeduglia, Plano, Prodell, Samios, Schwartz és Steinberger mágneses térbe helyezett buborékkamrával 65 000 pion-bomlásról készítettek felvételt, s ezek között 6 jól felismerhető  $\pi^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$  folyamatot találtak. Tekintettel a talált események kis számára, az elmélet kvantitatív igazolásáról még nem beszélhetünk. A kísérleti adatokból a statisztikus hiba

figyelembevételével adódó  $1 / \left( 10\,800 \pm \begin{smallmatrix} 7200 \\ 3086 \end{smallmatrix} \right)$  gyakoriság mindenesetre összefér az  $1/8000$  elméleti értékkel. (Phys. Rev. Lett. I (1958) 249.)

Gy. G.

**Eötvös mérései és a pozitron gravitációs tömege.** Az utóbbi időben több fizikus felvetette annak lehetőségét, hogy a „részecskék” és „antirészecskék” gravitációs tömege ellentétes előjelű. Eszerint a pozitron gravitációs tömegének meg kellene egyeznie az elektron gravitációs tömegével, előjelének azonban negatívnak kellene lennie. Schiff legutóbb rövid közleményben mutatott rá arra, hogy e feltételezést Eötvösnek a gravitációs és tehetetlen tömeg azonosságát igazoló híres kísérletei kizárják. Az anyagot alkotó töltött részecskék ugyanis Coulomb-terük révén a vákuumból elektron-pozitron-párokat „polarizálnak ki”, a töltött részecskéket tehát állandóan elektron-pozitron-párok felhője veszi körül s így az anyag tehetetlen tömegének egy részét a vákuumból kipolarizált pozitronok szolgáltatják. A vákuum-polarizáció jelenségének valóságos voltát bizonyítja, hogy ez 27 Mc/sec-al járul hozzá a hidrogén-atom Lamb-féle vonal-eltolódásának értékéhez. A kísérleti érték az elméleti értékkel  $1/2$  Mc/sec-on belül egyezik. Ha tehát a pozitronok gravitációs tömege negatív volna, akkor a makroszkópikus anyag gravitációs tömege más és más viszonyban állna a tehetetlen tömeggel, aszerint, hogy mennyi a szóban forgó anyagban a vákuumból kipolarizált pozitron.

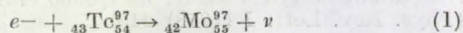


Eötvös, Pekár és Fekete többek között a magnárium (90% Al, 10% Mg), Cu és Pt tehetetlen és gravitációs tömegének viszonyát hasonlították össze és azt találták, hogy e viszonyok közötti eltérés biztosan nem nagyobb  $5 \cdot 10^{-9}$ -nél. Ugyanakkor Schiff számításából az adódott, hogy ha az anyagban a vákuumpolarizáció folytán jelenlévő pozitronok gravitációs tömege negatív volna, akkor a tehetetlen és gravitációs tömeg viszonyának eltérésére a vizsgált anyagoknál a következő értékeket kellene várnunk: Al-Cu esetében  $10 \cdot 10^{-8}$ , Cu-Pt esetében  $23 \cdot 10^{-8}$ , Al-Pt esetében pedig  $33 \cdot 10^{-8}$ . Eötvösnek és munkatársainak mérései ennél alacsonyabb határt szabtak a szóban forgó eltérésre. *Eötvös kísérletei szerint tehát a pozitron gravitációs tömege nem lehet negatív.* (Phys. Rev. Lett. 1. (1958) 252.)

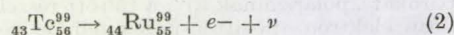
Gy. G.

**Miért nincs a technéciumnak stabil izotópjá?** A Menyelejev-féle periódusos rendszer elemei között van kettő: a technécium és a promécium (Tc és Pm), amelyeknek egyetlen béta-stabil izotópjá sincs. A leglassabban bomló technécium-izotóp felezési ideje  $2,12 \cdot 10^6$  év. Ez jóval kisebb, mint a Föld kora; ennek következtében Földünkön nem is találunk természetesen előforduló technéciumot, csak mesterséges elemátalakítás által, technikai úton sikerült előállítani. (Innen ered a neve.) A csillagászat szempontjából a technécium igen érdekes elem. Ha valamely csillag színpéchében technécium-vonalak láthatók, ezt azt mutatja, hogy a csillagban technécium keletkezik, vagy azt, hogy a csillag anyagának „megszületése” óta a benne levő technéciumnak még nem volt ideje elbomlani. Ez utóbbi esetben a csillag életkorára következtethetünk; a technécium itt tehát a csillagászok órájának szerepét játssza.

Minek köszönheti a technécium e különleges helyzetét az elemek között? Mi az oka annak, hogy nincs egy stabil izotópjá sem? Az atommagok táblázatán a technécium izotópjai közül a  $^{43}\text{Tc}^{97}$ ,  $^{43}\text{Tc}^{98}$ ,  $^{43}\text{Tc}^{99}$  fekszenek a stabil magok helyzetét kijelölő vonalon, ill. annak közvetlen közelében. Ha volna a Tc-nak stabil izotópjá, annak ezek közül kellene kikerülnie. Azt nem várhatjuk, hogy  $^{43}\text{Tc}^{98}$  stabil legyen, hiszen a legkönnyebb magoktól eltekintve a páros  $A$  tömegszámú, de páratlan  $Z$  rendszámú magok mindenkor instabilak. A  $^{43}\text{Tc}^{97}$  izotóp a tapasztalat szerint egy burokelektron befogása útján bomlik:



Ha most szemügyre vesszük a  $^{44}\text{Ru}^{99}$  magot, akkor látjuk, hogy (i) ennek egyvel több protonja, s ennek következtében nagyobb Coulomb-energiája van, mint  $^{43}\text{Tc}^{97}$ -nek; (ii) a stabilitási viszonyokat a Coulomb-energia mellett megszabó  $A - 2Z$  neutrontöbblet értéke mindkét magra ugyanakkora:  $A - 2Z = 11$ . Ennek alapján azt várnánk, hogy  $^{44}\text{Ru}^{99}$  — még inkább, mint  $^{43}\text{Tc}^{97}$  — protonjainak számát, s ezzel együtt Coulomb-energiáját csökkenteni akarja, vagyis előnyös számára, hogy elektronbefogás, esetleg pozitronkibocsátás útján (stabil)  $^{43}\text{Tc}^{99}$ -cél alakuljon át. A valóságban ennek éppen az ellenkezője történik, a  $^{43}\text{Tc}^{99}$  szenved béta-bomlást:



s az itt keletkező  $^{44}\text{Ru}^{99}$  stabilnak bizonyul. E nem várt viselkedés magyarázata a következő: a neutronok, ill. protonok az atommagban tudvalevőleg ellentétes impulzusmomentumú, erősen kötött párokba igyekeznek csoportosulni. Az ilyen neutron-, ill. protonpárokat összetartó kötés energiát *párenergia*nak nevezzük. Tudnunk kell, hogy Maria Goeppert-Mayernek a héjmodell alapján végzett számításai szerint egy nukleonpár párenergiaja annál nagyobb, minél nagyobb annak az energiaszintnek az az impulzusmomentuma, amelyen a nukleon-

pár helyet foglal. Az (1) bomlásban  $^{43}\text{Tc}^{97}$  43-ik, tehát *páratlan* protonja alakult át  $^{42}\text{Mo}^{97}$  55-ik, páratlan neutronjává. Más a helyzet a (2) bomlásnál: itt az 55-ik és 56-ik neutront magábanfoglaló pár az egyik neutron  $n \rightarrow p + e^- + \nu$  átalakulása folytán felbomlott, a keletkezett  $^{44}\text{Ru}^{99}$ -ben viszont új protonpárt találunk, mely az átalakulásból származó protonnak a  $^{43}\text{Tc}^{97}$  43-ik, páratlan protonjával való egyesülése útján képződött. A héjmodell szerint a felbomlott neutronpár 5/2 impulzusmomentumú energiaszinten foglalt helyet, a képződött protonpár által elfoglalt szint impulzusmomentuma pedig 9/2, az előbbinek közel kétszerese. (A héjmodell e kijelentését a tapasztalat megerősíti:  $\text{Tc}^{97}$ -nek a 43. protontól származó spinje 9/2,  $\text{Ru}^{99}$  spinje pedig, melyet az 55. neutron szolgáltat, 5/2 a mérések szerint.) Az impulzusmomentum és párenergia között Goepfert-Mayer által talált kapcsolat értelmében a  $\text{Ru}^{99}$  9/2 impulzusmomentumú szintjén a neutronpár képződése számottevően nagyobb energiaszabadulással jár, mint amekkora energiabefektetést a  $\text{Tc}^{99}$  5/2 impulzusmomentumú szintjén levő protonpár felbontása igényel. Esetünkben az elbomló neutron és a keletkezett proton párenergiajának különbsége elég nagy ahhoz, hogy — a kibocsátott részecskék energiáján felül — fedezze a bomlás során bekövetkező Coulomb-energia-növekedést is.

A mondottak szerint az, hogy a technéciumnak egyetlen béta-stabil izotópjá sincs, az 5/2, ill. a 9/2 impulzusmomentumú energiaszinten helyetfoglaló neutron, ill. protonpár párenergiaja közötti különbséggel, végső soron tehát a héjszerkezettel magyarázható. Minthogy a 9/2 impulzusmomentumú energiaszint lezáródása és az 5/2 momentumú szint kiépítésének megkezdése — ezzel együtt a párenergia ugrásszerű változása — az 50 nukleon-számnál következik be, a Tc-izotópok instabilitása szempontjából lényeges, hogy  $Z$  proton-, ill.  $N$  neutron-szám közrefogja az 50-es *mágikus számot*. — Hasonló a magyarázata az összes promécium-izotóp béta-instabilitásának is. Itt a stabilitás szempontjából szóbajövő  $^{61}\text{Pm}^{145}$ ,  $^{61}\text{Pm}^{147}$  izotópok esetében  $Z$  és  $N$  a 82-es *mágikus számot fogja közre*. (Erg. d. exakt. Naturw. 26. 285 old.)

Gy. G.

**A mion mágneses momentuma** Ledermann, Telegdi és mások 1957 elején elvégzett kísérleteiből tudjuk, hogy a pionok bomlásából származó mionok polarizáltak. Jelenlegi legjobb tudásunk szerint a  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$  bomlásfolyamatban a mozgásiránnyal ellentétes, a  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$  folyamatban pedig a mozgásiránnyal párhuzamos spinű mionok keletkeznek. Ha a polarizált mionokat mágneses térbe vezetjük, úgy a spinjükhöz kapcsolódó mágneses momentum a térirány körül  $\omega = g e H / 2 m c$  körfrekvenciájú precesszióra kényszerül. Minthogy a  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$  bomláskor a pozitron a  $\mu^+$  spinje irányában emittálódik a legnagyobb valószínűséggel, a spinirány változására következtetni lehet a kibocsátott elektron detektálása alapján. A spin precessziós frekvenciája és egy változtatható frekvenciájú oszcillátor rezonanciájának megfigyeléséből a precesszió  $\omega = g e H / 2 m c$  körfrekvenciája nagy pontossággal meghatározható. Telegdi és munkatársai ilyen módon a mion mágneses momentumának és impulzusmomentumának viszonyát megadó  $g$ -faktorra  $\mu^+$  esetben a  $g_{\mu^+}^{\text{kis}} = 2 \cdot (1,0015 \pm 0,0006)$  értéket kaptak, amely megnyugatóan egyezik a kvantumelektrodinamikai számításokból kapott  $g_{\mu^+}^{\text{elm}} = 2 \cdot 1,0012$  értékkel. A  $\mu^-$ -re vonatkozó mérésekkel még nem érték el akkora pontosságot, mint a  $\mu^+$  esetében. Az előzetesen közzétett eredmény  $g_{\mu^-}^{\text{kis}} = -2 (0,9993 \pm 0,0042)$ . (Phys. Rev. Lett. 1. (1958) 38.)

Gy. G.

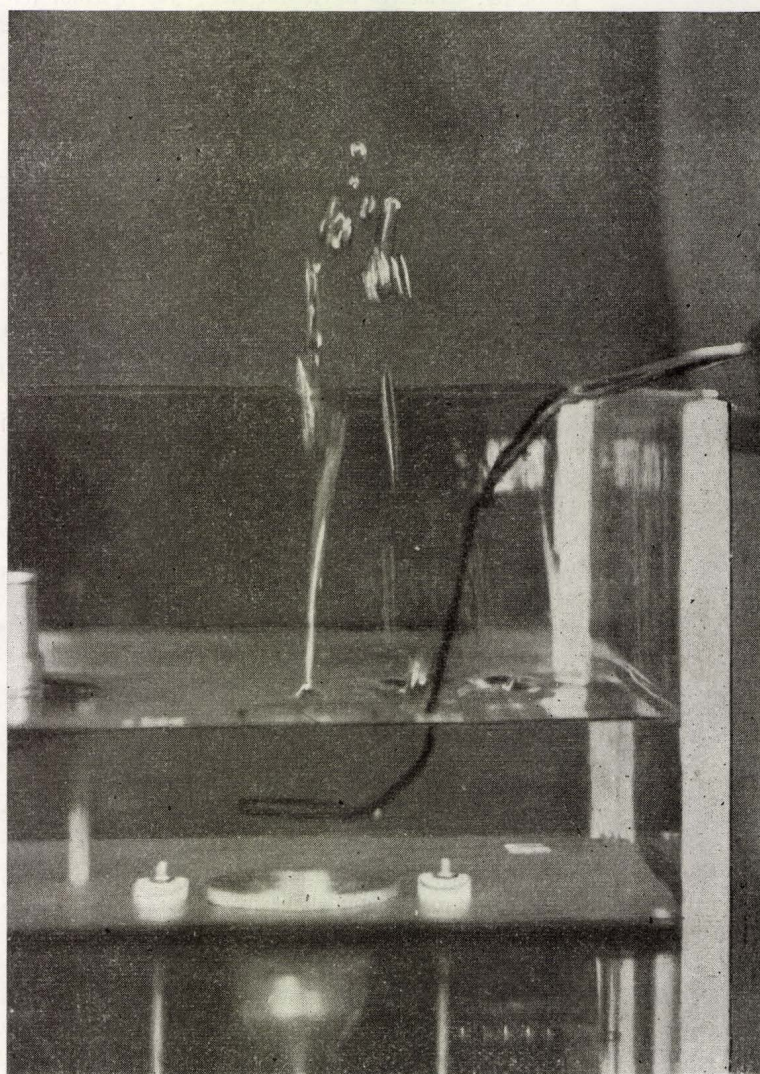


# FIZIKAI SZEMLE

IX. ÉVFOLYAM

1959.

4.



EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT





**Főszerkesztő: Marx György**

**Szerkesztőbizottság:**

**Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György,  
Mátrai Zemplén Jolán, Somogyi Antal, Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa,  
Vermes Miklós**

**Felelős szerkesztő: Túrinné Frank Zsuzsa**

**Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat  
Távbeszélő: 313-388**

**Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.  
Távbeszélő: 111-010\***

**Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat  
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850**

**Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022  
Csekkszám: 61257**

**Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft  
Megjelenik évente tízszer**

## TARTALOMJEGYZÉK

**Nagy Ernő:** A rakéták és rakétahajtóművek működésének  
mechanikai alapjai

**ifj. Bartha Lajos — Hédekvári Péter:** A Hold fizikai vizsgálá-  
tának néhány eredménye

**D. D. Ivanyenko:** Az elemi részek fizikájának fejlődése

**Nagy Tibor:** A buborékkamra

**Szabó János:** Elemek, atomok, periódusos rendszer I.

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKA TANÍTÁSA

**Walter Bothe:** Néhány jótanács ifjú fizikusoknak

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

## СОДЕРЖАНИЕ

**Э. Надь:** Механические основы действия ракет и  
ракетных двигателей

**Л. Барта мл. — П. Хедервари:** Некоторые дос-  
тижения физического исследования луны

**Д. Д. Иваненко:** Развитие физики элементарных  
частиц

**Т. Надь:** Камера пузырей

**Я. Сабó:** Элементы, атомы, периодическая система I.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

**В. Бо́те:** Некоторые полезные советы для юных  
физиков

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ОБЗОР КНИГ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## INHALT

**E. Nagy:** Die mechanischen Grundlagen der Wir-  
kung von Raketen und des Raketenantrieben

**L. Bartha jun. — P. Hédekvári:** Einige Ergebnisse  
der physikalischen Erforschung des Monds

**D. D. Iwanenko:** Die Entwicklung der Physik  
der Elementarteilchen

**T. Nagy:** Die Blasenkommer

**J. Szabó:** Elemente, Atome, und das Periodische  
System I.

UNTERRICHT DER PHYSIK

**W. Bothe:** Einige Ratschläge für junge Physiker

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

BUCHBESPRECHUNG

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

**Címképünk:** Az Akadémiai Akusztikai Kutatócsoport által készített első 100W-os ultrahang-generátorral létesített  
olajgejzir. A kvarcátalakító által létesített hangnyomás az olajat sugárszerűen löki fel.

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1959. II. 13. — Példányszám: 1800 — Terjedelem: 4.5 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 48161/59 — Felelős vezető: Bernát György



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IX. évfolyam

4. szám

1959. április

## A rakéták és rakétahajtóművek működésének mechanikai alapjai

A legutóbbi 15 év folyamán egyre fokozódó jelentőségre tettek szert a különféle sugárhajtóművek. Ezek sorában — részben a többi erőgépektől eltérő jellegük miatt — ki kell emelni a rakétahajtóműveket. A rakétahajtóművekkel hajtott eszközök, a rakéták közvetlen katonai jelentőségükön túlmenőleg rendkívül hathatós kutató eszközöknek bizonyultak. Előbb a magaslégkör kutatására vetettek be rakétákat, majd 1957. október 4 óta mesterséges holdakat juttattak velük pályájukra. 1959 elején a Szovjetunió — ismét rakéták hasznosításával — Naprendszerünk első mesterséges bolygóját indította.

Az alábbiakban a rakétadinamika néhány jellemző problémáját kívánjuk tárgyalni, a kérdés elméleti alapjainak tisztázásával együtt. Minthogy a rakétahajtás tulajdonképpen a reakcióerőt hasznosító sugárhajtások egyik válfaja, előbb a sugárhajtásokról általánosságban kívánunk néhány részletet elmondani.

### A sugárhajtások térhódításának oka

Szokásos erőgépeink, így a többi között a belső égésű motorok, állandó  $N$  teljesítményt szolgáltatnak. Felírható tehát ezekre, hogy

$$N = \frac{P \cdot v}{75} = \text{const} \quad (1)$$

az ideális esetben, ill.

$$N = \frac{P \cdot v}{75 \cdot \eta} = \text{const} \quad (1a)$$

a valóságos esetben, ahol  $P$  a vonóerőt (tolóerőt),  $v$  a sebességet,  $\eta$  pedig a hatásfokot jelenti. Ha  $P$  értékét kp-ban,  $v$  értékét m/s-ban helyettesítjük, akkor  $N$  értékét lóerőben kapjuk.

Légijárműveink, repülőgépeink a hasznos vonóteljesítmény bevezetését erő alakjában igénylik, minthogy ez az erő fordítódik az összes káros ellenállások (alaki ellenállás, hullámmellenállás, interferencia-ellenállás stb.) leküzdésére.

A dugattyús motorok azonban, állandó teljesítményt szolgáltatván, a sebesség növekedtével egyre csökkenő vonóerő létesítését teszik csak

lehetővé, az (1a) összefüggésből levezethető alábbi képlet szerint:

$$P = \frac{75 \cdot N \cdot \eta}{v} \quad (2)$$

$P$  értéke —  $v$  növekedtével — nyilván csökken. Ugyanakkor a leküzdendő káros ellenállások nagysága  $v$  növekedtével a sebesség négyzetével arányosan nő. Csakhamar eljutunk tehát ahhoz a határsebességhez, ahol a sebesség növekedtével csökkenő vonóerő és a sebesség növekedtével rohamosan növekvő ellenállás egymással egyenlővé válik. Ez a gép legnagyobb vízszintes repülősebességét határozza meg.

A repülőgép sebességének növelése a fenti okokból kifolyólag csupán a beépített motorteljesítmény növelése árán lehetséges. A motorteljesítmény növelésével biztosított sebességnövelés jellemezte a II. világháborút megelőző években a repülés fejlődését. Bizonyos sebességhatár elérése után (ez kb. 610 km/óra = 170 m/s sebességnek, tehát kerekén a tengerszint-magassághoz tartozó hangsebesség felének felelt meg) kiderült azonban, hogy a fenti (2) képletben szereplő  $\eta$  hatásfok, amely a motorteljesítménynek vonóerővé való átalakítási hatásfokát jelöli, a légsavar (mint teljesítményátalakító) használatára esetén nem marad állandó, hanem a kompresszibilitásból eredő aerodinamikai jelenségek folytán maga is rohamosan csökkenni kezd. Kb. 800 és 900 km/óra között érjük el — gondosan megszerkesztett, de lényegileg konvencionális légsavarok használatával — azt az állapotot, amikor a dugattyús motor semmiféle további teljesítménynövelésének nincs többé értelme, minthogy a vonóerő többé nem változik, hiszen a nagyobb motorral járó nagyobb gépsúlyból adódó megnövekedett teljesítményigény kielégítése után a leromlott hatásfokú légsavar nem hasznosít nagyobb hányadot a gép vonóerőfeleslegének növelésére. A légsavarhajtás tehát 750–800 km/óra körüli sebességeken már csak kivételes esetekben (főleg igen nagy méretű gépeken) bizonyulhat gazdaságosnak.

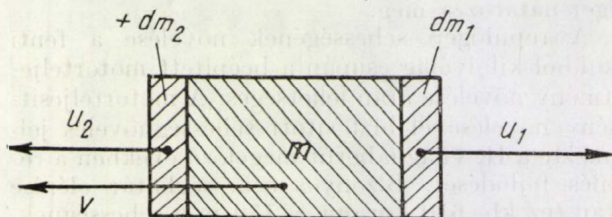
A dugattyús motor — légsavar együttes helyett tehát új energiaátalakító eszköz után kellett nézni a tüzelőanyag hőenergiájának minél



jobb hasznosítása érdekében. Így kerültek előtérbe a reakcióerőt hajtásra hasznosító ún. sugárhajtóművek, amelyeket teljesen helytelenül, ismeretlen okból (valószínűleg a napi sajtó hozzá nem értő, rossz fordítása folytán) „lökőhajtások” hajtóműveknek kezdtek nevezni, holott — a nyilvánvalóan helytelen magyar szóképzésen túlmenőleg — semmiféle lökésről, tehát egyszeri, rövid ideig tartó impulzusról nincs szó. A sugárhajtómű többé-kevésbé állandósult állapotú, állandó tolóerőt szolgáltató gázszugárral működik. Éppen ezért helyes, ha a „sugárhajtás”, „sugárhajtómű” elnevezéseket — amelyek szakmai és nyelvi szempontból egyaránt helyesek — következetesen alkalmazzuk.

### A változó tömegű pont dinamikája

A sugárhajtások valamennyi típusának általános elméleti alapja a változó tömegű pont dinamikája. Valóban, a sugárhajtóművel felszerelt repülőgép vagy rakéta változó tömegű test, amely a hasznos tolóerőt azáltal hozza létre, hogy tömegének egy részét a haladás irányával ellentétes irányban kilöveli (rakéta), vagy legalábbis a beszívott tömeget felgyorsítva löki ki hátrafelé (pl. torlósugárhajtómű, gázturbinás sugárhajtómű).



1. ábra. A változó tömegű pont mozgása

A változó tömegű pont dinamikája a mechanika különleges fejezete. Eddig legrészletesebb tárgyalása I. V. Mescerszkij nevéhez fűződik, akinek 1897-ben megírt „A változó tömegű pont dinamikája” című disszertációja minden későbbi kutatási eredményt is tartalmaz, így többek között Levi-Civita ismert egyenletét is. (I. V. Mescerszkij: Dinamika tocski peremennoj masszu. 1897. Új kiadása: 1949, Moszkva—Leningrád.)

Mescerszkij nyomán vezethetjük le a változó tömegű pont mozgásegyenletét, ha kilövellés (tömegvesztés) és beszívás (tömegfelvétel) egyaránt szerepel.

Tegyük fel, hogy az  $m$  tömegű anyagi pontról, e ponthoz képest  $c_1$  relatív sebességgel egy  $dm_1$  nagyságú tömegrész válik le. Haladjon az anyagi pont  $v$  sebességgel és keressük azt a  $dv_1$  sebességváltozást, amely e tömegváltozás eredménye. (1. ábra)

A mozgásmennyiség megváltozása összetevődik az  $m$  tömegű test mozgásmennyiségének megváltozásából és a kidobott ( $dm_1$ ) tömeg mozgás-

mennyiségéből. Ez a teljes változás az  $F$  eredő külső erő és  $dt$  időtartam szorzatával egyenlő:

$$(m + dm_1)(v + dv_1) - mv + (-dm_1)(v - c_1) = Fdt.$$

Innen:

$$m \cdot dv_1 - dm_1 \cdot c_1 = Fdt, \quad (3)$$

ahonnan  $F = 0$  esetben

$$dv_1 = -\frac{dm_1}{m} \cdot c_1 = \frac{dm_1}{m} \cdot (u_1 - v). \quad (4)$$

Itt  $u_1$  a kidobott ( $-dm_1$ ) tömeg sebessége a föld-színhez (tehetetlenségi rendszerhez) viszonyítva. A változó tömegű pont mozgásegyenlete tehát a következő alakú:

$$m \frac{dv_1}{dt} = F + \frac{dm_1}{dt} (u_1 - v). \quad (5)$$

Ha  $u_1 = 0$ , vagyis ha a kilövellt részecske tehetetlenségi rendszerhez viszonyított sebessége zérus, akkor a sokhelyütt Levi-Civita-féle egyenlet néven ismert kifejezéshez jutunk:

$$\frac{d}{dt} (m \cdot v) = F. \quad (6)$$

A (3) és (4) kifejezések analógiájára megvizsgálhatjuk azt az esetet is, amikor az  $m$  tömegű anyagi pont kívülről  $dm_2$  tömeggel gyarapodik. E  $dm_2$  tömeget  $c_2$  relatív sebességgel nyeli el az  $m$  tömeg, talajhoz viszonyított sebessége befogás előtt  $u_2 = v - c_2$  volt. A  $dm_2$  tömeg elnyelése a vizsgált pont sebességében  $dv_2$  változást okoz, amely a (4) képlet analógiájára:

$$dv_2 = -\frac{dm_2}{m} \cdot c_2 = \frac{dm_2}{m} \cdot (u_2 - v). \quad (7)$$

Az egyesített mozgásegyenlet a mozgásmennyiség megváltozásának általános

$$[(m + dm_1 + dm_2)(v + dv) + (-dm_1)u_1] - [mv + dm_2u_2] = Fdt$$

egyenletéből nyerhető (az infinitesimális mennyiségek szorzatainak elhagyásával):

$$m \frac{dv}{dt} = F + \frac{dm_1}{dt} \cdot (u_1 - v) + \frac{dm_2}{dt} \cdot (u_2 - v). \quad (8)$$

A (8) képlet adja meg az általános sugárhajtású repülőgép mozgásegyenletét is. E gép tolóerejét két forrásból nyeri: a saját hajtóanyagkészletéből elfogyasztott tömegből és a hátrafelé kilövellt beszívott levegőből ( $dm_1/dt < 0$ ,  $dm_2/dt > 0$ ).

Abban a különleges esetben, ha  $dm_2 = 0$ , vagyis ha a hajtómű külső levegőt nem szív be, rakétahajtóművel van dolgunk.

Abban a különleges esetben, ha ( $-dm_1$ ) a  $dm_2$  mennyiséggel egyenlőnek vehető, vagyis akkor, ha az effektív tömegváltozás gyakorlatilag zérus, a (8) képlet alapján a sugárhajtóműves (nem ra-



kéta) repülőgépek mozgásának alapegyenletéhez jutunk ( $-dm_1/dt = dm_2/dt = \mu$ ):

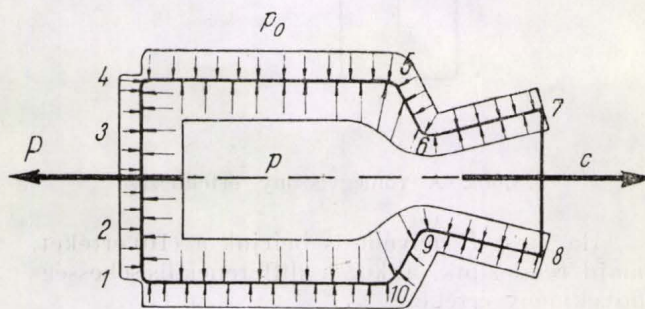
$$m \cdot \frac{dv}{dt} = F + \mu(c_1 - c_2), \quad (9)$$

ahol  $c_2 = v - u_2$  a beszívott és  $c_1 = v - u_1$  a kilövellt levegő relatív sebessége a repülőgéphez képest, tehát  $c_1 - c_2$  a hajtómű által létesített sebességnövekedés.

A továbbiakban azonban csupán a rakétával, tehát a légkör levegőjét nem hasznosító hajtóművel kívánunk foglalkozni.

### A rakétahajtómű

A rakétahajtómű az egyetlen belső égésű erőgép, amely vákuumban, légüres térben is működik. Ez érthető, hiszen a tolóerőt külső erőhatásoktól függetlenül, kizárólag belső erőhatások hozzák létre. A tolóerő keletkezésének magyarázatához nézzük meg a 2. ábrát. Ez egy rakétahajtómű-



2. ábra. A rakéta tolóerejének keletkezése

vet mutat be. Szerkezetileg e hajtóműnek két lényeges része van: az égéstér (tüzeltér) és a fuvóka (sugárcső). Az égéstérben zajlik le a rakéta hajtókeverékének égése. E hajtókeverék az általános esetben kétféle összetevőből áll: a tüzelőanyagból, tehát abból az anyagból, amelyből az égés vagy ehhez hasonló vegyi reakció során jelentős mennyiségű hőenergia szabadul fel, valamint az oxidálószerből (oxidánsból), amely a tüzelőanyag elégetéséhez szükséges. E két anyagot együttesen, gyűjtőnéven nevezzük hajtóanyag-nak. A hajtókeverék égése nyomán a rakéta-hajtómű belsejében magas hőmérsékletű, nagy nyomású gázok keletkeznek. E gázok a fuvókán át nagy sebességgel ömlenek ki.

A tolóerő keletkezése könnyen megmagyarázható, ha a hajtóműre ható belső és külső erőket vizsgáljuk. Kívülről a rakétahajtómű falára a külső légkör nyomása hat, belülről pedig a belső gázok túlnyomása. A szimmetria-megfontolások alapján állíthatjuk, hogy a hajtómű palástfelületére ható nyomóerők egymást kölcsönösen kiegyensúlyozzák. Az 1—2—3—4 homlokfalon és az 5—6—7, ill. 8—9—10 falakon fellépő erők azonban nem

egyensúlyozhatják ki egymást, részben azért, mert a 2—3 szakasszal szemben a fuvóka nyitott torokkeresztmetszete van, részben azért, mert a 6—7, ill. 8—9 fuvókarészen fellépő erők is toló hatást fejtenek ki. Végeredményben tehát maradnak kiegyensúlyozatlan erők, amelyek az egész rendszer szimmetriája folytán a szimmetriatengelybe eső irányú eredőt kell adniok. Ez az erő éppen a keresett tolóerő. Nyilvánvaló, hogy ennek az erőnek a létezése egyáltalában nem függ attól, van-e külső légkör vagy sem.

A tolóerőnek a fellépő belső és külső nyomóerők integrálása útján való meghatározása meglehetősen bonyolult feladat, bár adott esetekben numerikusan elvégezhető.

Sokkal egyszerűbben meghatározhatjuk azonban a tolóerőt, ha a betáplált tömeg és kiáramlási sebessége ismeretében az impulzustételt alkalmazzuk. Ennek értelmében a tolóerő impulzusa (tehát a tolóerő időintegrálja) a gázok mozgásmennyiségének teljes változásával egyenlő.

Ha a gázok relatív kilövellési sebességét  $v - u = c$ -vel jelöljük, az (5) egyenletből a  $P$  tolóerőre a következő kifejezés adódik:

$$m \frac{dv}{dt} - F \equiv P = - \frac{dm}{dt} \cdot c. \quad (10)$$

Mint hogy  $dm/dt$  a rendszer számára veszteség,  $dm/dt$  negatív mennyiség és így azonnal megállapítható, hogy a tolóerő irányát  $v - u$  iránya szabja meg, vagyis a tolóerő a kilövellési sebességgel ellentétes irányú.

A gyakorlati esetben a  $dm/dt$  változásaival nem kell törődni, a rakétahajtómű (s vele az egész rakéta) tömegfogyasztása gyakorlatilag egyenletesnek tekinthető. Ilyen esetben tehát az elfogyasztott hajtóanyag és az égésidő hányadosa megadja az időegység alatt elfogyasztott hajtóanyag-mennyiséget. Ebből, valamint a hajtókeverék összetételéből és a hajtómű szerkezeti kialakításából meghatározott effektív  $c$  kiáramlási sebességből meg tudjuk határozni a tolóerőt.

Ez a meghatározás elemi úton magyarázható s így a középiskolai oktatásban is jól bemutatható. Legyen ugyanis a rakétahajtómű égésideje  $t_e$  és ennyi idő alatt fogyasszon el a rakéta  $G_h$  súlyú, tehát  $G_h/g$  tömegű hajtóanyagot és legyen a hajtókeverék effektív kilövellési sebessége  $c$ , akkor

$$P \cdot t_e = \frac{G_h}{g} \cdot c \quad (11)$$

tehát a keresett tolóerő:

$$P = \frac{G_h}{g \cdot t_e} \cdot c. \quad (12)$$

A tényleges nagyságrendek szemléltetésére szolgáljon egy példa. A V—2 rakéta  $t_e = 75$  s égésidő alatt  $G_h = 9$  tonna hajtókeveréket fogyasztott el. A felhasznált alkohol-oxigén keverékre



$c = 2100$  m/s kiáramlási sebesség vehető fel. Az induláskor kapott tolóerő tehát ( $g$  értékét közeliítőleg  $9,8$  m/s<sup>2</sup> értékűnek véve):

$$P = \frac{9000}{9,8 \cdot 75} \cdot 2100 \approx 25700 \text{ kp}$$

ami megfelel a valóságos értéknek.

A tolóerő, mint gyorsító erő és a gyorsítandó tömeg ismeretében meghatározhatjuk a rakéta gyorsulását is, lévén

$$\frac{P}{m(t)} = a(t). \quad (13)$$

Induláskor a rakéta tömege a legnagyobb ( $m_0$ ), tehát a gyorsulása a legkisebb:

$$a_0 = \frac{P}{m_0}. \quad (14)$$

Ez természetesen csak a vízszintesen indított rakétára érvényes, minden egyéb esetben e nehézségi gyorsulásnak a pálya irányába eső összetevőjével kisebbíteni kell.

### A rakéta mozgásegyenletének megoldása

Már az előbbiekben is többször áttértünk a rakétahajtóműről magára a rakétára. Ez szinte elkerülhetetlen, mert egyetlen más járműnél sem tapasztalható oly bensőséges egység a hajtómű és a „jármű” között, mint éppen a rakétánál. Maga a rakéta nem több, mint a fantasztikus mennyiségű hajtóanyagot és az ehhez képest elhanyagolható mennyiségű hasznos terhet befogadó üres hüvely. Alakilag egyszerű, forgástest alakú héj szerkezet, amelytől csupán azt kívánjuk meg, hogy fogadja be a rakétahajtóművet, a tüzelőanyagtartályt, az oxidálószer tartályt, a hasznos terhet (pl. a műszerrekeszt, mesterséges holdat) és a vezérlő-szabályzó szerkezetet. Minél takarékosabban, minél kevesebb holt súly árán sikerül ezt a feladatot megoldani, annál nagyobb lesz a rakéta teljesítménye is.

Miután az előbbiekben meghatároztuk a rakétahajtómű tolóerejét, tehát a rendszert gyorsító erőt, most már az egész rakéta mozgásegyenletét is — teljes alakjában — felírhatjuk. (Meg kell jegyeznünk, hogy a (10) egyenlettel levezetett tolóerő kifejezése nem teljes, mert a valóságban még egy nyomóerő jellegű tag is fellép: a rakétahajtómű kilépő keresztmetszetében uralkodó nyomás és a külső légköri nyomás különbségének e keresztmetszet területére kiterjesztett szorzata. Ennek nagysága azonban elhanyagolható, ráadásul a rakétahajtóművek névleges üzemi viszonyai között éppen tökéletes expanzióra törekszenek, vagyis arra, hogy e nyomáskülönbség éppen zérus legyen. Éppen ezért ezt a tagot itt teljesen figyelmen kívül hagyjuk a rakétára ható külső erők tárgyalásakor is.)

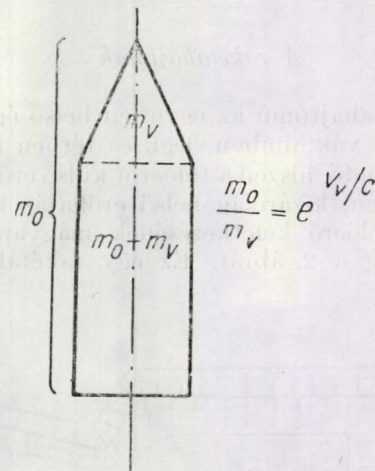
A rakétát tehát a tolóerő gyorsítja, míg — függőleges indítás esetén — a súlyerő és a légellenállás lassítja. Felírható tehát a mozgásegyenlet:

$$m \cdot \frac{dv}{dt} = P - m \cdot g - E, \quad (15)$$

illetve

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{m} \cdot (P - m \cdot g - E) \quad (16)$$

ahol  $E$  a légellenállást jelöli. Vákuumban nyilván  $E = 0$ .



3. ábra. A tömegviszony értelmezése

Ha most  $P$  helyébe is beírjuk a (10) értéket, majd rendezünk, akkor a differenciális sebességnövekmény értéke

$$dv = - \frac{dm}{m} \cdot c - g \cdot dt - \frac{E}{m} dt, \quad (17)$$

és ebből a rakéta sebessége:

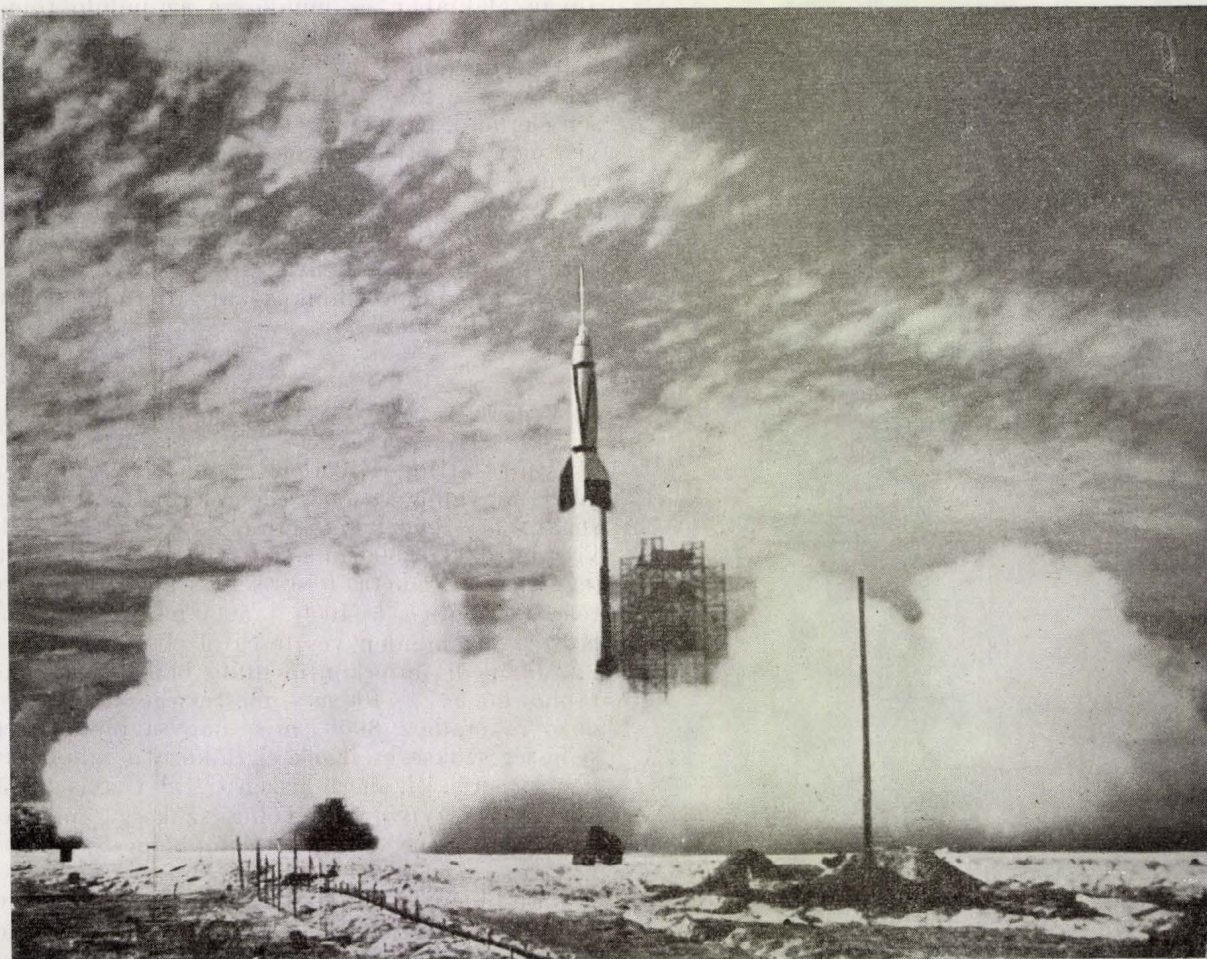
$$v = c \cdot \ln \frac{1}{m} - g \cdot t - J_1(t) + K \quad (18)$$

ahol  $J_1(t)$  a légellenállásra jellemző integrál és csakis az ellenállásváltozásra vonatkozó törvényszerűség adott felvétele esetén integrálható zárt alakban.  $K$  az integrációs állandó. Ha tudjuk, hogy a  $t = 0$  időponthoz  $v_0 = 0$  sebesség és  $m_0$  tömeg tartozik, míg a  $t = t_e$  időponthoz a rakéta  $v_e$  végsebessége és  $m_e$  végső tömege, akkor a  $K$  integrációs állandó értéke is kiszámítható. Végeredményben a rakéta végsebessége:

$$v_e = c \cdot \ln \frac{m_0}{m_e} - g \cdot t - J_1(t). \quad (19)$$

E kifejezésben az első tag a rakétahajtómű hajtókeverékétől (a  $c$  sebességtől), ill. a kezdő és végső tömeg arányától, az ún. tömegviszonytól függ (3. ábra). A második tag a gravitációs veszteséget jelöli; értéke akkor lenne zérus, ha a gyorsulási





I. ábra. Kétfokozatú rakéta indítása légkörkutatói célokra. A második fokozat 410 km magasságot ért el

sító impulzust valóban pillanatszerűen ( $t = 0$ ) lehetne a rakétával közölni; az utóbbinak azonban végtelen gyorsulás  $s$  vele egyetemben óriási szerkezeti igénybevétel lenne az eredménye. A harmadik tag a légellenállásra jellemző és csak a légkör nagyobb sűrűségű, alsó részében nem elhanyagolható értékű.

A sebesség kifejezésének az idő szerinti integrálásával a rakéta által megtett út is meghatározható.

Kisebb távolságokon belül, mint amilyen pl. egy mesterséges hold vagy egy űrrakéta hordozó rakétájának indítási szakasza, a gravitációs veszteséget befolyásoló  $g$  érték állandónak vehető. Kozmikus távolságokon belül azonban ez az egyszerűsítő feltétel többé nem helytálló.

#### A tömegviszony szerepe

A (18) képlet és a belőle levezetett (19) kifejezés vákuumban és gravitációtól mentes térben leegyszerűsödik. Ilyenkor a rakéta végsebessége:

$$v_v = c \cdot \ln \frac{m_0}{m_v}. \quad (20)$$

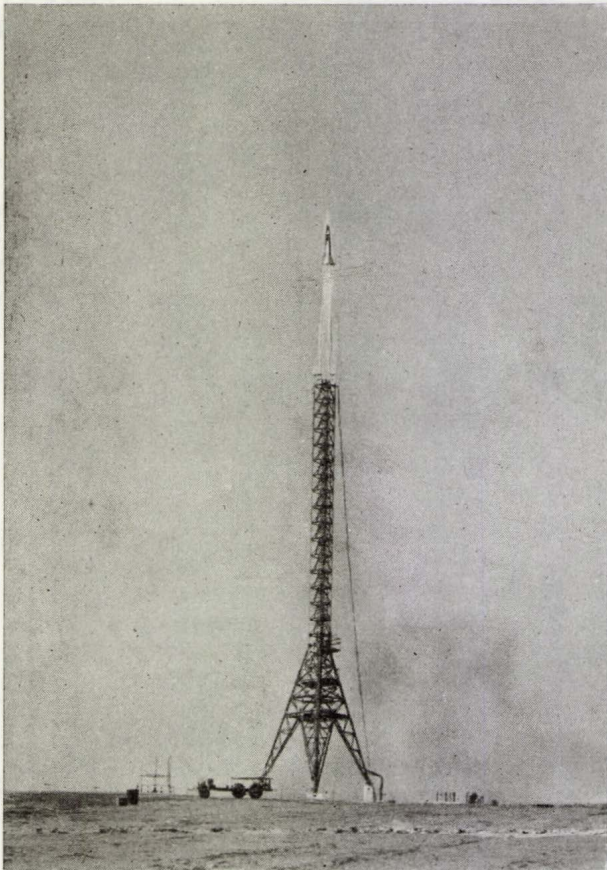
E képlet átrendezésével és a logaritmikus kifejezésből a numerus kiszámításával kapjuk, hogy

$$\frac{m_0}{m_v} = e^{v_v/c}. \quad (21)$$

Ez a képlet ismét igen fontos rakétadinamikai összefüggés, mert segítségével a rakéta kívánt végsebessége és a hajtósugár  $c$  sebessége alapján kiszámíthatjuk, hogy mekkora tömegviszonyúra kell építeni a rakétát. Ahhoz pl., hogy a rakéta a hajtósugár  $c$  sebességét elérje, vagyis  $v_v/c = 1$  legyen, a rakéta szükséges tömegviszonya éppen  $e = 2,72$  értékű. Eszerint az ilyen rakéta kezdő tömege a végső tömegnek 2,72-szerese és a rakéta a felgyorsítás céljára a végső tömeg  $e - 1 = 1,72$ -szeresét fogja felemészteni. A rakéta teljes tömegének (súlyának) tehát kerekén 63%-a a hajtóanyag.

Hasonlóképpen ahhoz, hogy a rakéta a gáz-sugár sebességének kétszeresére gyorsuljon ( $v_v = 2c$ ), a szükséges tömegviszony értéke  $e^2 \approx 7,4$ . Ebben a rakétában tehát az induló tömeg a végső tömeg (= hasznos teher + holt súly) nagyságának kerekén 7,4-szerese. Ez a rakéta tehát a végső tömeg  $e^2 - 1 \approx 6,4$ -szeresét használja el hajtó-





II. ábra. Léggörkutató rakéta indítása kilövőtoronyból



III. ábra. Rakéta indítása kilövő állvány nélkül

anyag alakjában és mindössze az induló tömeg kb. 14%-a marad hasznos teher és szerkezeti holt súly céljaira. Ez gyakorlatilag az egyetlen rakétával megvalósítható tömegviszony kivételesen elérhető, felső határértéke. Ennél jobb tömegviszonyt egyetlen rakétafokozattal nem lehet elérni.

Az egyetlen fokozattal megvalósítható tömegviszony — s vele együtt az egy fokozattal elérhető sebességnövekmény — korlátos volta kényszeríti a rakétatechnikusokat a többfokozatú rakéták alkalmazására.

### *Többlépcsős rakéták*

Mint láttuk, egyetlen rakétafokozattal nem lehet nagyobb végsebességet elérni, mint a gáz-sugár sebességének kétszeresét. A  $c$  sebesség értéke viszont  $2000 \div 2500$  m/s. Ez tehát az egyfokozatú (egylépcsős) rakéta felső sebességhatárát (kivételes esetben)  $v_v = 4000 \div 5000$  m/s értékre korlátozza, ha minden veszteségtől eltekintünk.

Már pedig interkontinentális ballisztikus rakétákhoz  $6000 \dots 7400$  m/s, mesterséges holdak hordozó rakétáihoz  $8000$  m/s nagyságrendű végsebesség szükséges. Ezek egyfokozatú rakétákkal nem érhetők el, mert hiszen  $e^3$ ,  $e^4$  vagyis 20, 55 körüli tömegviszonyra volna szükség, ami elérhetetlen. A megoldást itt a többlépcsős (többfokozatú) rakéták jelentik.

A többlépcsős rakéta több, egymásra helyezett, méret szempontjából haladványszerűen kisebbedő részrakétából áll. Minden egyes rakétafokozat kiégése után leválik és le hull. A következő fokozat ekkor már az előző fokozattal elért végsebességgel mint kezdősebességgel indul s ennek megfelelően jóval nagyobb végsebességet képes elérni. Ez a többlépcsős megoldás óriási súlymegtakarítást eredményezhet. (4. ábra)

Az előbbieken megállapítottuk, hogy  $c = 2000$  m/s esetén  $v_v = 4000$  m/s = 4 km/s eléréséhez  $m_0/m_v = e^2 \approx 7,4$  szükséges. Eszerint 1 tonna hasonló felgyorsítására 7,4 tonnás indító rakétára van szükség. Ha ezt a 7,4 tonnás rakétát egy másik, mértanilag hasonló rakétára helyezzük, amelynek induló súlya már  $7,4 \times 7,4 = 55$  tonna lesz, akkor mégis sikerül elérni a 8 km/s sebességet, holott egyetlen rakétát 55 tömegviszonnyal nem lehet megépíteni, hiszen lehetetlen az olyan 55 tonnás rakéta, amely 1 tonna hasznos terhet (és szerkezetet), valamint 54 tonna hajtóanyagot visz!

Hasonló módon érvelhetünk akkor is, amikor még nagyobb sebességek, pl. a 2. kozmikus sebesség (= 11,2 km/s) eléréséről van szó. A többlépcsős rakéta tehát az egyetlen követhető út a  $v_v = 2c$ -nél nagyobb végsebességek elérésére.

A többlépcsős rakéták esetében fokozatonként kell kiszámítanunk az elérhető sebességnövekményeket és ezek összege adja a rakéta végsebességét. A fordított feladatnak is van értelme: a rakéta megszerkesztése során az elérendő teljes



sebességnövekményt (tehát a végsebességet) az alkalmazott hajtóanyagtól ( $c$ ) függően kell ésszerű részletekre felosztani és az utolsó lépcsőből kiindulva az egész rakétát kiszámítani. Ekkor bármely fokozat hasznos terhe az előző összes fokozatokból tevődik össze. A háromlépcsős rakétában a II. fokozat hasznos terhe a teljes III. fokozat, az I. fokozat pedig a II. és III. fokozat együttesen.

### Néhány záró szempont

Egy ilyen rövidre fogott áttekintés keretében nincs mód a rakétadinamika számos fontos összefüggésének részletes vagy egzakta tárgyalására. Kétségtől helyes lenne, ha a változó tömegű pont dinamikájával kapcsolatosan mechanika-oktatásunk több részletre térne ki s ha néhány gyakorlati példával lehetne megvilágítani a tényleges mennyiségi összefüggéseket.

Külön hangsúlyozni kell a rakétahajtómű (s általában minden sugárhajtás) újszerű jellegét. Ezek a hajtóművek nem állandó teljesítményt, hanem állandó tolóerőt adnak. Teljesítményük a sebesség függvényében állandóan változik, egyre nő. Éppen ezért nincs is értelme a rakéta-

hajtóművek teljesítményéről beszélni. Az így kapott, gyakran csillagászati szám nagyságára jellemző szám adatok a gyakorlat számára értéketlenek. A rakétahajtás jellegzetessége a körülbelül állandó tolóerő (gyorsító erő) és az egyre csökkenő gyorsított tömeg. Jellemzője ezenfelül az óriási hajtóanyagfogyasztás, aminek oka elsősorban abban keresendő, hogy a légkör oxigénjének felhasználásáról lemondunk és az oxidáló anyagot magában a hajtóanyagkeverékben viszzük.

Az űrhajózási és tudományos kutatási eredményekre való tekintettel a rakétahajtás nagy érdeklődésre tarthat számot; érdemes megvizsgálni a rakétahajtóműnek, mint energiaátalakító eszköznek a hatásfokát, további tökéletesítésének fizikai alapjait, teljesítményhatárait. Ugyancsak érdeklődésre tarthat számot a rakétahajtás néhány, ma még csupán bevezető kutatások tárgyát alkotó újabb területe: a kémiai reakció energiáját magreaktor hőenergiájával helyettesítő atomrakéta, valamint az elektromos töltésű részecskék felgyorsításával hasznos tolóerőt termelő ion- és plazmarakéta. Ezek néhány érdekes részletére egy későbbi dolgozatban kívánunk visszatérni.

Nagy Ernő

## A Hold fizikai vizsgálatának néhány eredménye

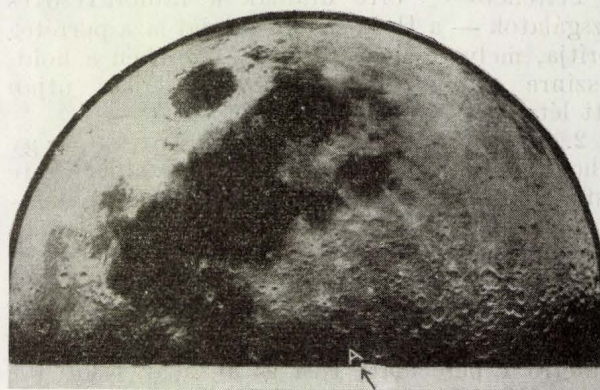
Az elmúlt évek során a csillagászok figyelme fokozott mértékben a Hold és a bolygók felé fordult. Oka volt ennek egyrészt a rakéta kísérletek lendületes fejlődése, mely természetszerűleg szűkebb környezetünkre terelte az érdeklődést, másrészt az újabb elektronikus műszerek (rádiótávcsövek stb.) alkalmazása, melyek néhány igen figyelemre méltó új eredményt nyújtottak. Ezek alapján a Holdra vonatkozó régebbi elképzeléseinket is némileg módosítani kellett.

### I. A Hold felszínének kutatása

1. *A holdfelszín szerkezete.* Jelenleg a Hold közzettani felépítésének vizsgálata csakis a holdbeli és földi kőzetek optikai viselkedésének összehasonlításával lehetséges. A Hold kőzeteinek minőségére elsősorban a reflexióképességből (albedóból) és a polározottság szögéből következtethetünk.

A holdfelszín albedója<sup>1</sup> igen kicsiny, átlagosan 0,07. Ez kevesebb a koroménál (0,10). Az egyes felszíni képződmények albedója tág határok közt ingadozik: legalacsonyabb a nagy síkságoké

<sup>1</sup> Csillagászati albedó alatt a gömb alakú, saját fénnel nem rendelkező égitest felszínét megvilágító párhuzamos sugárnyaláb és a felszínről visszavert diffúz fény intenzitásának arányát értjük.



1. ábra. A Hold 7 nappal újhold után. Jól látható, hogy a síkságok (Mare-k, „tengerek”) mennyivel kevesebb fényt reflektálnak mint a hegyvidékek. A nyíllal jelölt kráter („A”) az Alphonsus

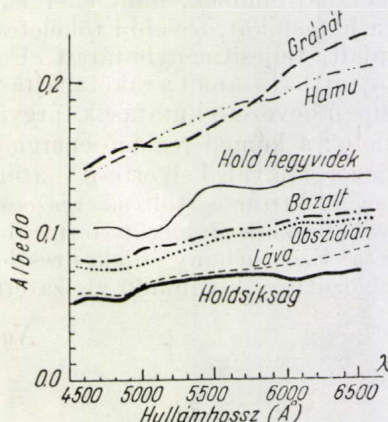
(Mare-k, vagy „tengerek”), a hegyvidéké magasabb, míg legerősebb néhány kráter faláé. Az albedó-értékek 0,05—0,18 között változnak (1. ábra). A reflexióképesség függ a hullámhossztól, az ultraibolyában kisebb, mint az infravörösben (2. ábra). Földi kőzetekkel összehasonlítva a bazalt és obszidián mutat hasonló viselkedést, míg a Hold hegyvidékének albedója a gránitra és vulkáni hamura emlékeztet.



Hasonló eredményre vezet a holdfény polárizáltságának vizsgálata. *Landerer* szerint a polárizációs szög a Holdnál és néhány kőzetnél:

Hold .....	$33^{\circ}17' \pm 7'$
Bazalt .....	$31^{\circ}43' \pm 4'$
Trahit .....	$32^{\circ}16' \pm 4'$
Andezit .....	$32^{\circ}50' \pm 4'$
Obszidián .....	$33^{\circ}46' \pm 4'$

A fotometrikus és polarimetrikus mérések alapján *Habakov* a Hold felszínét főként vulkáni üveg, zeolitek, borátok, kalcedon, földpátok és szulfidokból állónak véli.



2. ábra. A Hold síkságainak és hegyvidékeinek (—), valamint néhány kőzet (---) albedójának változása a hullámhosszal  $\lambda = 4500\text{--}6500 \text{ \AA}$  között

Feltehető — erre utalnak a rádiótávcsöves vizsgálatok — a Hold szilárd talaját laza porréteg borítja, mely részben a kőzetek, részben a holdfelszínre csapódó meteoritek elporladása útján jött létre.

2. A holdfelszín hőmérséklete. Láttuk, hogy a holdfelszín jól megközelíti az abszolút fekete testet, ezért  $T$  hőmérséklete a ráeső  $J$  sugárzás-intenzitásból a *Stefán—Boltzman-törvény* alapján megállapítható:  $J = \sigma T^4$  ( $\sigma$  állandó  $= 5,71 \cdot 10^{-5}$ ). A Nap sugárzásának intenzitása az  $J_s$  napállandó (szolárkonstans) a Föld és a Hold távolságában (149,5 millió km) merőleges besugárzásnál  $1 \text{ cm}^2$  felületre 1 perc alatt  $1,94 \text{ g/cal}$ , azaz  $1,35 \cdot 10^6 \text{ erg/sec}$ . Mivel a napsugarak csak ott érik merőlegesen a felszínt, ahol a Nap zenitben áll, a többi ponton a  $z$  zenittávolságot is figyelembe kell venni. Az egyes felszíni pontokon tehát

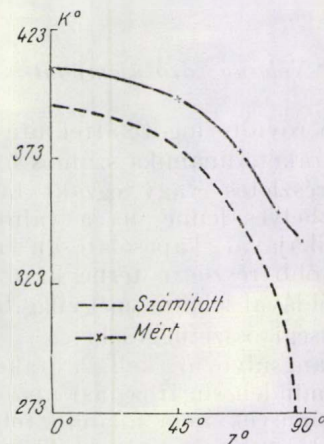
$$J_s \cos z = \sigma T^4, \quad (1)$$

ahonnan a hőmérséklet<sup>2</sup>:

$$T = \sqrt[4]{\frac{J_s \cos z}{\sigma}}. \quad (2)$$

<sup>2</sup> Ez a képlet természetesen csak a megvilágított félgömb hőmérsékletére érvényes.

Az így nyert értékek jól egyeznek *Pettit* és *Nicholson* termooszloppal végzett méréseivel, különösen ott, ahol a  $z$  szög kicsi (3. ábra). A megfigyelések szerint a Hold felszínének hőmérséklete  $400^{\circ} \text{ K}$  ott, ahol a Nap a zenitben áll, a napkelte és napnyugta helyén  $220^{\circ} \text{ K}$ , a meg nem világított félgömbön pedig  $110^{\circ} \text{ K}$ . A hőmérsékletingadozás amplitudója tehát igen nagy:  $290^{\circ}$ .



3. ábra. A holdfelszín számított (---) és mért (—) hőmérséklete a besugárzás szögétől ( $z^{\circ}$ ) függően.  $z = 0^{\circ}$ -nál a Nap zenitben áll.

Eltérő eredményre vezettek a Hold termikus rádióemissziójának méréseiből nyert adatok. A Hold hőmérsékleti sugárzásának maximuma  $\lambda_{\text{max}} = 7\text{--}25 \mu$  közé esik, tehát közel a cm nagyságrendű rádióhullámokhoz. Ezért a holdfelszínnek mérhető erősségű termikus rádiósugárzást kell kibocsátania. *Piddington* és *Minnett*, valamint *Jaeger* az  $1,25 \text{ cm}$ -es hullámhosszon rádiótávcsővel mérte a Hold rádiófrekvenciás sugárzását és a sugárzásintenzitásból meghatározta az ennek megfelelő hőmérsékletet (*Rayleigh—Jeans-törvény*). Az ily módon mért hőmérséklet maximuma mindössze  $300^{\circ} \text{ K}$ , minimuma  $190^{\circ} \text{ K}$ -nak adódott, az amplitudó tehát  $110^{\circ}$ . Jellegzetes, hogy a termooszloppal mért hőmérséklet pontosan követi a Nap állását és mindig ott mutat maximumot, ahol a Nap delel; a rádióemissziós úton nyert hőmérséklet menete 4–5 napos eltolódást mutat (4. ábra).

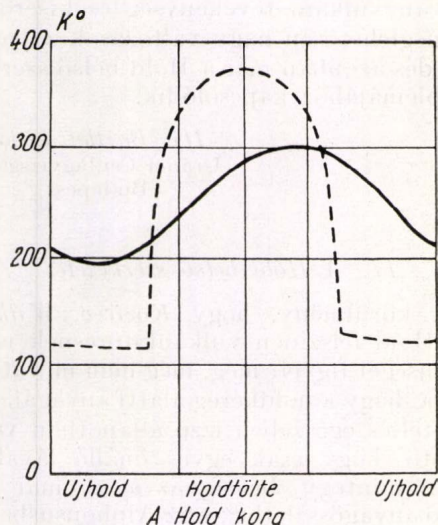
*Jaeger* és *Muncey* e jelenség magyarázatát a holdfelszínt borító kb.  $20\text{--}50 \text{ cm}$  vastag porrétegben látja. Amíg a termooszlop a porréteg felszínének infravörös sugárzását méri, addig a rádiófrekvenciás sugárzás a porréteg alatt fekvő kőzetekből ered. A porréteg azonban rossz hővezető, ezért az altalaj felmelegedése csak kisebb mértékben és késve következik be. Nagyon valószínű, hogy néhány méter mélységben már alig van hőingadozás.<sup>3</sup>

3. A Hold légköre. Hosszú időn keresztül az észlelések a Hold légkörének semmi nyomát nem

<sup>3</sup> A fenti adatokból, hőkapacitás feltételezésével adódik a porréteg vastagsága.



tudták kimutatni. Ebből az a következtetés volt levonható, hogy a Hold nem rendelkezik számottevő gázburokkal. Ez a körülmény a Hold kis tömegével és magas felszíni hőmérsékletével magyarázható. Elméletileg ui. csakis olyan égitest rendelkezhet állandó légkörrel, ahol a gázmolekulák sebessége nem múlja felül a  $v_e$  szökési sebességet.



4. ábra. A Hold felszínének hőmérsékletingadozása K°-ban újholdtól újholdig. — — — Pettit és Nicholson termoszloppal, — Piddington és Minnet az 1,25 cm-es rádiófrekvenciás tartományban végzett mérése szerint

Egy  $M$  tömegű és  $R$  rádiuszú égitest felszínén

$$\frac{1}{2}v_e^2 = f M/R \quad (3)$$

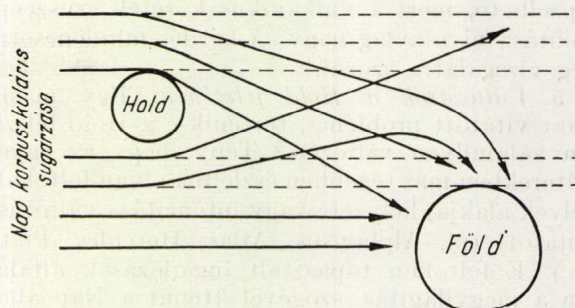
( $f$  a gravitációs állandó). A gázmolekulák  $v_m$  sebességének négyzetes átlaga  $T$  hőmérséklet és  $\mu$  molekulatömeg

$$(v_m)^2 = \bar{v}^2 = 3 RT/\mu. \quad (4)$$

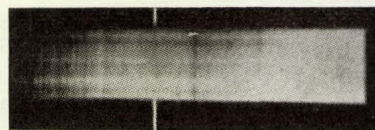
*Jeans* szerint állandó légkör csak akkor alakulhat ki, ha  $v_m < 0,2 v_e$ . Ha  $v_m > 0,25 v_e$ , a gázok elillanása rövid idő alatt bekövetkezik. A Hold esetében a kritikus sebesség 2,38 km/sec, ezért a legtöbb gáz esetében — figyelembe véve a holdfelszín hőmérsékletét —  $v_e$  és  $v_m$  aránya 0,5-nél is nagyobb; a gázok elillanása tehát rövid idő alatt bekövetkezik. Csupán olyan nagy molekulatömegű gázok maradhatnak meg, melyeknél  $\mu > 41$ . *Kuiper* szerint a Holdon — figyelembe véve a szerkezeti adottságokat — az  $SO_2$  és  $O_3$  molekulák fordulhatnak elő.

Elsőnek *Lipszky* kísérlete meg a holdfény anomális polarizáltságából a légkör jelenlétének kimutatását. Eredményül a földi légkör sűrűségének  $10^{-5}$ -szeresét kapta. Ezzel szemben *Dollfus* és *Öpik* nem talált mérhető polarizációs eltérést. Ennek ellenére *Haas* úgy véli, hogy olyan meteor felvillanásokat tapasztalt, melyek a Hold gázburokában tüntek fel.

Döntő jelentőségű *Elsemer* észlelése. Úgy találta, hogy az egyik intenzív kozmikus rádióforrás (a Crab-köd) rádióhullámai a Hold mellett elhaladva refrakciót szenvednek. Feltételezve, hogy a napsugárzás teljesen ionizálja a Hold légkörét, a  $13'' \pm 9''$ -es refrakció  $cm^3$ -ként  $10^3$  iont és szabad elektront jelent. Eszerint a Hold gáz-



5. ábra. A Hold mágneses tere eltéríti a Nap korpuszkuláris sugárzását eredeti irányából (pontosított vonal mutatja az eredeti irányt). Egyes helyzetekben (2 nappal újhold előtt és után) a Föld mágneses terébe kerülő részecskék száma emelkedhet



6. ábra. Spektrogram az Alphonsus kráter kitöréséről, 1958. nov. 3-án. A nyíl a  $C_2$  molekulák abszorpciós sávjának helyét mutatja ( $\lambda = 4737 \text{ Å}$ ). N. Kozirev felvétele. Az 1. és 6. ábrát a „Szovjetunió” szívésségéből közöljük

burka a földi légkör  $5 \cdot 10^{-13}$ -szorosa. Feltehetőleg ez a légkör a Hold belsejéből kiszivárgó és a felszínen szublimált gázokból áll.

4. A Hold mágneses terének kérdése. Ámbár feltehető, hogy a Hold igen ritka gázburok teljesen ionizált állapotban van, mégis valószínű, hogy kísérőnk nem mutat elektromos töltést. Lehetséges azonban, hogy rendelkezik mágneses térrel, de erről ma még nincsen biztos tudomásunk. A csillagászatban használatos módszer — Zeeman-jelenség — itt nem alkalmazható, közvetlen mérést pedig csak a rakétákkal lehet majd végezni. (A szovjet holdrakétát és a Pioneerokat ezért érzékeny magnetométerekkel szerelték fel.) E sorok írója *Stomfai Róbert* geofizikussal együtt megkísérelte, hogy a Hold-okozta földmágneses zavarok segítségével vonjon le következtetéseket a Hold mágneses terére. Ismeretes ui., hogy a Nap korpuszkuláris sugárzása befolyásolja a földmágneses teret. Amennyiben a Hold is rendelkezik mágneses térrel, abban a töltött részecskék pályája megváltozik (5. ábra). Így újhold körül — amikor a Hold a Nap és a Föld között foglal helyet — az esetleges holdmágnesség a Földre jutó korpuszkulák mennyiségét megváltoztatja, ami a mágneses zavarok erősödésében vagy csökkenésében nyilvánul meg.



Az 1951—56 közt fellépett mágneses zavarok analízise szerint újhold előtt és után 2 nappal a mágneses zavarok erősödése lép fel, míg újhold idején minimum mutatkozik. Közelítő számítás szerint ebből a Hold mágneses terének erősségére 0,1—0,01 Oersted közti térerő adódik.

Feltehetőleg a Hold mágneses tere a kőzetek remanens mágnességéből adódik. Ez azért is elképzelhető, mert a vulkánikus kőzetek szuszceptibilitása viszonylag nagy. A kérdés mindenestre még vizsgálatra szorul.<sup>4</sup>

5. *Változások a Hold felszínén.* Egy másik sokat vitatott probléma, történik-e a Hold felszínén valamilyen változás? Tény, hogy az egyes kráterekben már régebben észleltek olyan foltokat, melyek alakja, helyzete vagy intenzitása változást mutatott (pl. Alphonsus, Atlas, Hercules, Plátó stb.). E foltokon tapasztalt ingadozások általában a megvilágítás szögével (tehát a Nap állásával) változik. A legtöbb folt kicsi és világos, amikor a Nap sugarai ferdén érik, míg merőleges megvilágításnál nagyobb kiterjedésű és sötét. Észleltek azonban ettől eltérő jelenségeket is.

*Klein és Pickering* a változások magyarázatát a Holdon élő alacsonyrendű vegetációban látja. *Rawstron* szerint itt inkább a felszínre lecsapódó vagy elpárolgó dér-szerű képződményről van szó. Ezt az elképzelést az újabban kimutatott gáz-burok jelenléte mindenestre elfogadhatóvá teszi. Legvalószínűbbnek látszik azonban, hogy csupán optikai jelenséggel állunk szemben. *Baldwin* az intenzitás-ingadozást a talaj kis kiemelkedései által vetett árnyékkal okolja. E sorok írója úgy véli, hogy számos gejzírkráter-szerű képződmény — melyek távcsővel külön-külön láthatatlanok — vetett és önárnyéka okozza a látszólagos változást.

Egyes kutatók (*Herschel, Schröter*) már a XVIII. században is úgy vélték, hogy működő holdvulkánokat észleltek. Ezek a megfigyelések azonban nem bizonyultak helytállóaknak. A múlt században több holdkutató a Linné-kráterben vélt vulkánosságot felfedezni, de elfogadható bizonyítékkal ez esetben sem rendelkezünk. Az első megbízható észlelést a holdvulkánosságra vonatkozóan *N. Kozirev* végezte néhány hónappal ezelőtt.

Már *D. Alter* is utalt arra — 1957-ben —, hogy az Alphonsus kráterben gőzök előfordulására utaló jelenséget figyelt meg. 1958. november 3-án *Kozirev* a szimeizi csillagvizsgálóban a kráter középpontjából kiemelkedő hegykúpjának elsötétedését, majd 2 órával később erős felvillanását észlelte. Az elsötétedést *Kozirev* a fellövelő vulkáni hamuval, a kifényesedést a láva fényével indokolja. A kráterről készült spektrogramban sikerült megtalálni a  $C_2$  molekula abszorpciós sávjait ( $\lambda = 4737 \text{ \AA}$ ).

<sup>4</sup> Lényegében hasonló módon mutatta ki *Houtgast* a Vénusz mágneses terét. A Hold esetében először a szerző alkalmazta (I. Teremtud. Közlöny. 2. 8. 1958. aug.). Nemrégiben *Franz S. gun.* Bayer hasonló eredményre jutott.

November 19-én *Wilkins* Angliában egy eddig ismeretlen vörös foltot talált a központi kúptól délre. Három nappal utóbb ugyanezt a foltot a *TIT Uránia Csillagvizsgálójában* már szűrkenek láttuk. A fotometrikus észlelések alapján az új folt albedója 0,046, ami közel áll a gránit albedójához (0,044).<sup>5</sup> Ha a fenti megfigyelések helyesek, akkor kétségtelen, hogy a Holdon még napjainkban is van vulkáni tevékenység és kísérőnk felszínén meglehetősen nagy változások zajlanak le. Ez a kérdés azonban már a Hold belső szerkezetének problémájához kapcsolódik.

*Ifj. Bartha Lajos*  
Uránia Csillagvizsgáló  
Budapest

## II. A Hold belső szerkezete

Az a körülmény, hogy *Kozirev, Wilkins* és *Alter* a Hold felszínén vulkánkitörésnek minősíthető jelenséget figyelt meg, még nem mutat okvetlenül arra, hogy a holdkéreg alatti anyagállomány, a maga teljes egészében izzó állapotban van. Elképzelhető, hogy csak egyes önálló lávafészkek léteznek, mintegy beleágyazva a már kihűlt környező anyagösszletbe; s az Alphonsusban megfigyelt kitörésnél a vulkányszerűen működött gyűrűshegység egy ilyen fészekből táplálkozott.

*Urey* elméletileg kimutatta, hogy a Hold középpontja nem lehet folyékony állapotban. A belső hőmérsékleti viszonyokról sincsenek pontos fogalmaink. Bizonyos asztrofizikai megfontolások alapján azonban a Hold belsejében uralkodó nyomás- és sűrűségviszonyokra tehetünk következtetéseket. A nyomásviszonyokra vonatkozóan a következő eljárás alkalmazható:

Tekintsünk egy olyan,  $1 \text{ cm}^2$  alapterületű és  $dr$  magasságú téglatestet a Hold belsejében, amelynek alapja az égitest sugarára merőleges. Ennek tömege  $\sigma dr$ , ahol  $\sigma$  a sűrűség. Súlya

$$\frac{f M_r \sigma dr}{r^2} \quad (1)$$

Itt  $M_r$  azt a tömeget jelenti, amely az égitest centruma körül  $r$  sugárral húzható gömbön belül van. A téglatest alap-, illetve fedőlapjára ható  $dP$  nyomások különbsége

$$-dP = \frac{f M_r \sigma dr}{r^2}; \text{ ahonnan } \frac{dP}{dr} = -\frac{f M_r \sigma}{r^2} \quad (2)$$

Valamely  $\sigma$  sűrűségű és  $r$  sugarú gömb tömege

$$M_r = \frac{4 r^3 \pi \sigma}{3} \quad (3)$$

(3)-at  $r$  szerint differenciálva kapjuk, hogy

$$\frac{dM_r}{dr} = 4 r^2 \pi \sigma; \text{ amelyből } dM_r = 4 r^2 \pi \sigma dr \quad (4)$$

<sup>5</sup> A TIT Uránia Csillagvizsgálónak az International Lunar Society számára küldött jelentéséből.



A (4) kifejezés a tömeg megváltozását jelenti akkor, ha a sugár  $dr$ -rel változik. A nyomás változása ebben az esetben

$$\frac{dP}{dM_r} = -\frac{f M_r}{4 \pi r^4} \quad (5)$$

(5)-ből a nyomás értéke

a) a felszínen,  $r = R$ ,  $M_r = M$  választással

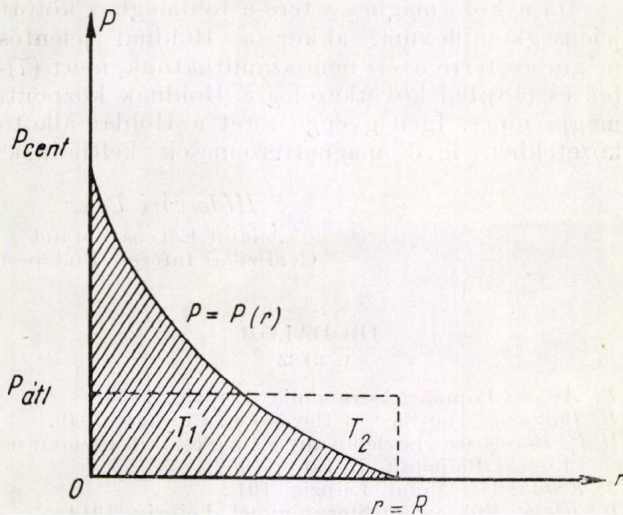
$$P_{\text{felsz}} = \int_r^R \frac{f M_r}{4 \pi r^4} \frac{dM_r}{dr} dr = 0; \quad (6)$$

b) a centrumban,  $r = 0$ ,  $M_r = 0$  választással

$$P_{\text{cent}} = \int_r^R \frac{f M_r}{4 \pi r^4} \frac{dM_r}{dr} dr \geq 4,48 \cdot 10^{10} \text{ din cm}^{-2}. \quad (7)$$

c) Az átlagos nyomás,  $0 \leq r \leq R$ ,  $0 \leq M_r \leq M$

$$P_{\text{átl}} = \frac{1}{M} \int_0^R P \frac{dM_r}{dr} dr. \quad (8)$$



7. ábra. Az átlagos nyomás fogalmának értelmezése. Átlagos nyomásról akkor beszélünk, ha a  $T_1 = T_2$  feltétel teljesül

$$P_{\text{átl}} = \frac{1}{M} \int_0^R P(r) dM_r; T_1 = \int_0^R P(r) dr;$$

$$P_{\text{átl}} = \frac{T_2}{R}.$$

Parciális integrálás után, ha (5) szerint behelyettesítünk:

$$P_{\text{átl}} = \frac{1}{M} \int_0^R M_r \frac{f M_r}{4 \pi r^4} \frac{dM_r}{dr} dr. \quad (9)$$

Tegyük egyenlővé  $r$ -et  $R$ -rel, akkor az

$$\frac{f M_r^2}{4 \pi r^4} = C, \quad (10)$$

ahol  $C$  állandó. Ennek megfelelően

$$P_{\text{átl}} > \frac{f}{4 \pi R^4 M} \int_0^R M^2 \frac{dM_r}{dr} dr = \frac{f M^2}{12 \pi R^4}, \quad (11)$$

tekintve, hogy a  $r = R$  feltétel teljesülésekor  $M_r = M$  Számszerűleg:

$$P_{\text{átl}} \geq 1,83 \cdot 10^{10} \text{ din cm}^{-2}. \quad (12)$$

A (7)-ben megadott értéket összehasonlíthatjuk a Földre vonatkozó megfelelő értékkel. Bullen szerint a Föld középpontjában uralkodó nyomás  $3,64 \cdot 10^{12}$  din  $\text{cm}^{-2}$ ; míg a (7) kifejezés szerint

$$P_{\text{cent}}^{(F)} \geq 1,66 \cdot 10^{12} \text{ din cm}^{-2}$$

értéket nyerünk. (7) tehát csak alsó korlátnak tekintendő, amely azon — egyébként plauzibilis — feltevésen nyugszik, hogy az égitestek belsejében a sűrűség növekszik a centrum felé.<sup>6</sup>

A Hold középpontjára nyert nyomás körülbelül annak a nyomásértéknek felel meg, mint amilyen a Földben 100 és 200 kilométer mélységek között uralkodik. A Föld magjának határfelületét az úgynevezett Gutenberg—Wiechert-féle elsőrendű szeizmikus törésfelület képviseli, amely 2900 kilométer mélységben van. A nyomásra vonatkozó levezetésből világosan következik, hogy a Holdnak központi magja ez idő szerint nem lehet: anyaga a földköpenyéhez hasonló. Egyed László a Föld és a földtípusú bolygók belső szerkezetére vonatkozó vizsgálatai alapján feltételezhető, hogy a Hold központi magjának hiánya (valamint homogén felépítése) arra utal, hogy a valamikor elfajult állapotban levő centrális anyag a Hold belsejében már teljes mértékben átalakult. A Föld belsejében 410 kilométer mélységben levő Byerly-féle törésfelület megfelelője a Holdnál ugyancsak hiányzik. E törésfelület két oldalán, a Föld esetében, a sűrűség ugrásszerűen változik meg 3,3-ról 3,9–4-re. Az alábbiakban tárgyaltak szerint a Hold belsejében — még a centrumban sem — érheti el a sűrűség értéke a  $4 \text{ g cm}^{-3}$ -t. Mindezekből az következik, hogy a Holdat elsősorban gránit, bazalt és olivin építi fel. Ez megfelel a földkéreg és a földköpeny anyagi összetételének.

A Hold belsejében fennálló anyageloszlásra vonatkozóan a következő levezetés eszközölhető:

Egy tengelytől  $r_i$  távolságban levő, végesszámú  $P_i(X_i, Y_i, Z_i)$  pontnak a tengelyre vonatkozó tehetetlenségi nyomatéka

$$\Theta = \sum_{i=1}^n r_i^2 m_i;$$

ahol  $m_i$  a  $P_i$  pont tömege. Valamely  $T$  tartományt  $\sigma(P)$  folytonos sűrűséggel betöltő tömegnél:

$$\Theta = \int_T r^2(P) \sigma(P) dT.$$

<sup>6</sup> A földtípusú égitestek centrális nyomása a

$$P_{\text{cent}} = 0,5 g \sigma R$$

kifejezésből is megkapható, ahol  $g$  a nehézségi gyorsulás. A Holdra vonatkozó értékek ( $\sigma_{\text{átl}} = 3,33 \text{ g cm}^{-3}$ ,  $g = 163,5 \text{ cm sec}^{-2}$  és  $R = 1735 \cdot 10^5 \text{ cm}$ ) behelyettesítésével

$$P_{\text{cent}} \cong 4,72 \cdot 10^{10} \text{ din cm}^{-2}$$

eredményt kapunk, amely (7)-tel igen jól egyezik.



Gömbnél, folytonos tömegeloszlás mellett, valamely átmérőre vonatkoztatva

$$\Theta = \frac{8\pi}{3} \int_0^R \sigma r^4 dr; \quad (13)$$

ahol  $r$  a centrumtól mért távolság,  $R$  a gömb sugara,  $\sigma$  a sűrűség.  $\sigma = \sigma(r)$  felírható

$$\sigma = \frac{3M}{4R^3\pi} \quad (14)$$

alakban. Itt  $M$  a gömb tömegét jelenti. — Ha az egész tömeg a gömb középpontjába lenne koncentrálna (modell);  $r = 0$ :

$$\Theta_1 = \frac{8\pi}{3} \int_0^R \sigma r^4 dr = 0; \quad (15)$$

ez nyilván a tehetetlenségi nyomaték minimuma. Ha azonban a gömbön belül az anyageloszlás teljesen homogén ( $\sigma = \text{konstans}$ ):

$$\Theta_2 = \frac{8\pi}{3} \int_0^R \frac{3M}{4R^3\pi} r^4 dr = \frac{2MR^2}{5}. \quad (16)$$

A relatív tehetetlenségi nyomaték definíciója:

$$\Theta_{\text{rel}} = \frac{\Theta^2}{MR^2} = 0,4. \quad (17)$$

Égitestek esetén a  $\Theta_{\text{rel}}$  értékét, a  $\Theta_2$  megfigyelésekből nyert értéke alapján határozhatjuk meg. A Földre illetve Holdra:

$$\Theta_{\text{rel}}^{(F)} = 0,334; \quad \Theta_{\text{rel}}^{(H)} = 0,397. \quad (18)$$

(18)-ből következően a *Hold majdnem tökéletesen homogén*. Sűrűsége csak igen lassan növekedik a centrum felé. A centrumtól bármely  $r$  távolságú gömb felszínén a sűrűség állandó, ha  $r \leq R - T$ , ahol  $R$  a Hold félátmérője,  $T$  a kéregvastagság. Ha  $r \rightarrow 0$ , akkor  $\sigma \rightarrow 3,90 \text{ g cm}^{-3}$ , amely a sűrűség *felső korlátja*. A Föld középpontjában, Bullen szerint  $17,3 \text{ g cm}^{-3}$  sűrűség uralkodik. A Hold átlagsűrűségének (3,33) megfelelő sűrűség kb. 100 kilométer mélységben, a centrumsűrűség pedig 410 és 600 kilométer mélységek között található a Föld belsejében. Sűrűség szempontjából tehát a Hold anyaga ugyancsak a földköpenyéhez hasonló.

A holdkéreg  $T$  vastagságára *Mohorovičič* — ma már túlhaladottnak tekinthető — megmondások alapján 400 kilométert kapott. Ez valószínűtlenül nagy érték, ha meggondoljuk, hogy a geofizikai mérések tanúsága szerint a földkéreg átlagvastagsága 30 kilométer. *Joksč* — a Holdra vonatkozó — magasság-gyakorisági görbéje alapján kísérletet tettünk a holdkéreg vastagságának teljesen más úton történő meghatározására. Legyen ugyanis  $T_F$  a földkéreg,  $T_H$  pedig a holdkéreg vastagsága,  $\tau_F$  a Földnél,  $\tau_H$  pedig a Holdnál a két uralkodó morfológiai főlépcső abszolút magasságkülönbsége, akkor a kéreg és a kéreg-

alatti anyagállomány mindkét égitestnél egyező sűrűségkülönbsége és hasonló anyagszilárdsági viszonyok plauzibilis feltételezése mellett

$$\frac{T_F}{\tau_F} = \frac{T_H}{\tau_H}; \text{ amelyből } T_H \cong 45 \text{ kilométer.} \quad (19)$$

Ez az érték, amint az várható is volt, nagyságrendileg jól egyezik a Földre elfogadott átlagos kéregvastagsággal.

A Hold felszínének sűrűségére az alábbi *felső korlát* nyerhető:

$$\sigma_{\text{felsz}} < 2,5 \Theta_{\text{rel}} \sigma_{\text{átl}} = 3,30 \text{ g cm}^{-3}; \quad (20)$$

ami a holdfelszíni kőzetek vizsgálata alapján egyébként is nyilvánvaló.

A Hold alakját számításaink során gömbnek tekintettük. A Hold tulajdonképpen háromtengelyű forgási ellipszoid, tengelyeinek aránya *Franz* szerint  $1,0003 : 1,0000 : 0,9997$ . Az első számadat a Föld felé mutató, a harmadik pedig a rotációs tengelyre vonatkozik.

Ha a Föld mágneses tere a földmaghoz kötött jelenségkomplexum, akkor a Holdnál jelentős mágneses térre azért nem számíthatunk, mert (7)-ből és (18)-ból következőleg a Holdnak központi magja nincs. Igen gyenge teret a Holdat alkotó kőzetekben levő magnetitszemcsék kelthetnek.

*Hédervári Péter*

Állami Eötvös Loránd  
Geofizikai Intézet, Budapest

## IRODALOM

### I. RÉSZ

- F. Arago*: Popular Astronomie Leipzig, 1856.  
*B. Baldwin*: The face of the Moon. Chicago, 1949.  
*H. P. Barabasev*: Isszledovanyie fizicesztkih uszlovii na Lune i Planetah. Harkov, 1952.  
*J. Franz*: Der Mond. Leipzig, 1912.  
*H. Klein*: Führer am Sternhimmel. Leipzig, 1914.  
*N. N. Szütyinszkaja*: Luna stb. Moszkva, 1956.  
*L. Bartha*: Die Naturwiss. 45.12. 1958.  
*Bartha u. Stomjai*: Mitt. d. Urania Sternwarte Wien. Vol. 2. No 1. 1959.  
*Costain, Elsemor, Whitfield*: Monthly Notice of Roy. Astr. Soc. 116, 4. 1956.  
*G. Kuiper*: Reports on Progress in Physics. Vol. 13. 1950.  
*Herceg T.*: Csill. évkönyv 1954-re. 1953.  
*R. W. Muncey*: Nature. 181, 4621. 1958.  
*Rawstron*: Popular Astronomy 45, 5—7. 1937.  
*G. Viete*: Bergakademie. 4, 12. 1952.  
*M. Wähnl*: Mitt. d. Urania Sternwarte Wien Vol. 1. No. 3. 1958.  
*H. P. Wilkins*: International Lunar Soc. Bullten No. 7. 1958.

## IRODALOM

### II. RÉSZ

- Urey, H. C.*: Sky and Telescope, January, 1956.  
*Egyed, L.*: Földtani Közlöny, 1955. LXXXV. 3.  
*Hédervári, P.*: Geofizikai Közlemények, 1957. VI. 3—4.  
*Umbgrove, J.*: The Pulse of the Earth, 1947.  
*Joksč, H.*: Zeitschrift für Geophysik, 1957. 25—3.  
*Hédervári, P.*: Geofizikai Közlemények, 1959. (Sajtó alatt.)  
*Franz, J.*: Die Figure des Mondes. Königsberg, 1899.



# Az elemi részek fizikájának fejlődése\*

## 1. Az elemi részek fizikája

Az elemi részek problémája ma kétségkívül központi helyet foglal el a fizikai tudományok valamennyi kérdése között. Éppen most, a XX. század közepén került a fizikai kutatás homlokterébe, bár a fizika legfőbb feladata mindig is az volt, hogy az anyag összetételét feltárja, meghatározza azokat a legegyszerűbb részeket, amelyekből minden anyag összetevődik. A fizika fejlődésének egyes korszakaiban ezeknek a részeknek a szerepét Boszkovics\*\* pontszerű atomjai, Bernoulli és Lomonoszov atomi részecskéi, Dalton Bernélius és Mengyelejev kémiai atomjai, Bohrnak parányi Naprendszerhez hasonló kvantált atomjai és legvégül napjainkban az elemi részek töltik be. Elemi részeknek azokat a képződményeket nevezzük, amelyeknek szerkezetében nem szerepelnek más részecskék. A magból és elektronokból álló atom nem elemi rendszer. Viszont a protonok, elektronok stb. elemi részeknek tekinthetők. Valóban, ha eltekintünk egyéb részecskék lényeges részvételétől, akkor például a proton tényleg nem tartalmaz olyan mezonokat, amelyek megtartották volna önállóságukat, jöllehet a rejtett virtuális mezonter is szerepet játszik a proton szerkezetében.

## 2. Az elemi részek fizikájának kialakulása

Annak érdekében, hogy világosan kijelölhessük az elemi részek fizikájának helyét a tudományokban, idézzük fel az egységes fizikai világkép kialakítására irányuló legfontosabb próbálkozásokat! Nem kell messzire visszamenni az elmúlt évszázadokba, mert nyilvánvaló, hogy lényegében az első modern világkép csak az anyag klasszikus mechanikai leírására épülhetett fel. A XVII–XVIII. század klasszikus mechanikájának hatalmas eredményei, amelyek elsősorban Galilei, Descartes, Huyghens, Newton, Euler, Laplace és Lagrange nevéhez fűződnek, mint ismeretes, lehetővé tették, hogy felvetődjék a valóság univerzális leírásának programja. Ebben az időben az anyag szerkezetének kérdése háttérbe szorult.

Azonban, amint az már a XIX. század végén, de különösen a XX. század elején kiderült, a klasszikus mechanika semmi esetre sem tarthat igényt arra, hogy a természet minden jelenségét megmagyarázza. A nyugalmi tömeggel nem rendelkező elektromágneses erőter alakjában felfedez-

ték az anyag olyan új megjelenési formáját, amelyre a mechanika közvetlenül nem alkalmazható. Történelmi anekdotaként ismeretes az a körülmény, hogy az elektromágneses erőter elméletének megalkotói — így Maxwell is — magukat a mechanikai világkép híveinek tekintették és reménytelenül fáradoztak azon, hogy valamilyen mechanikai modellt találjanak az anyag új megjelenési formája számára.

Az egyetemességre igényt tartó mechanikai világkép hívei nem szívesen mondtak le az ilyen világkép kialakításának lehetőségéről. A századfordulón, az atomi jelenségek alaposabb megismerése, a relativisztikus és kvantummechanika kialakítása előtt a fizika válságba jutott. Ennek a krízisnek Lenin által megadott sokoldalú analízise nagymértékben hozzájárult a fizika későbbi fejlődésének megértéséhez.

Az elektromágnesség tanának nagy sikerei az elektromos és mágneses jelenségek egyesítése, a fény elektromágneses elméletének megalkotása és az elektrotechnika megalapozása, csak arra a feltevésre vezethettek, hogy az elektromágneses tér az anyag felépítésében alapvető szerepet játszik. Az egységes elektromágneses világkép lehetőségének feltevését legérthetőbben a XIX. század végén és a XX. század elején Lorentz, J. J. Thomson, Abraham, és Umov fejtették ki.

Ez a feltevés a maga idejében gyümölcsöző volt, mert sok jelenség elektromágneses magyarázatának keresésére buzdított és például sok kémiai jelenség magyarázatát tette lehetővé. Az 1897-ben J. J. Thomson által felfedezett elektronban, úgy látszott, megtalálták az anyag alapvető részecskéjét, amely mind az atom felépítésében, mind a kémiai kötésben, vezetési és egyéb jelenségekben fontos szerepet játszik.

Ezen túlmenően, az egységes elektromágneses világképen belül felvetődött az a hipotézis, hogy az elektronokat is vissza lehet vezetni az elektromágneses erőterre. Feltételezték, hogy az elektronok az elektromágneses erőter körülleges „csomó”-pontjai (Thomson, Lorentz, Gustav Mie). Nem vonhatjuk kétségbe, hogy az elektron szerkezetének erőter-konceptiója szellemes és érdekes hipotézis, amely kisebb-nagyobb változtatásokkal mindmáig megtartotta jelentőségét. Erre a kérdésre a későbbiek folyamán még visszatérünk. Hangsúlyoznunk kell azonban, hogy sem az univerzális elektromágneses világkép, sem annak a részecske erőterkonceptióját felhasználó variánsa nem járt és a kvantummechanikai finomítás után sem járhatott sikerrel, minthogy az anyag új megjelenési formáit is felfedezték a neutron, a neutrinó, a mezonok stb. alakjában.

Ezen kívül nyilvánvalóan a gravitációs erőteret sem lehetett visszavezetni az elektromágneses erőterre. Az elektromágneses világkép, a mechanikus világképpel szemben, könnyebben adta fel pozícióit, amikor a tudomány érdeklődése

\* A Вопросы Философии 1958. májusi számában megjelent cikk lerövidített fordítása. Fordította: Aboinyi Iván

\*\* Roger Joszip Boszkovics (1711–1787) dubrovnikai születésű természettudós és filozófus nézeteinek összefoglalását megtalálja az érdeklődő olvasó a „Gondolat” Kiadónál 1958-ban megjelent a „Filozófia története I.” című monográfia 450–552. oldalain. (A fordító megjegyzése)



az atom- és magfizikai jelenségek kvantummechanikai értelmezése felé fordult.

Az egységes fizikai világkép kialakítására irányuló harmadik próbálkozásként az úgynevezett egységes térelméleteket kell megemlíteni. Einstein általános relativitáselméletének sikerei, amelyek a gravitációnak geometriailag, a téridő görbületével történő magyarázatával kapcsolatosak, természetes módon oda vezettek, hogy az elektromágneses erőteret is geometriai módon próbálták megmagyarázni, kapcsolatba hozva az erőteret a geometriai tér és idő sajátjaival.

Valamennyi ezirányú kutatásból, melyben a matematika és fizika tekintélyes képviselői is részt vettek (H. Weyl, Eddington, Cartan, Kaluza és maga Einstein is, egész életében) nem születtek kielégítő fizikai eredmények, csak matematikai általánosítások. Az egységes térelmélet területén 1918-ban megindult nagyarányú kutatómunka már a huszas évek végén és a harmincas évek elején fokozatosan lecsökkent. Ekkor ugyanis a modern fizika minden erőfeszítését az atom kvantumelméletének felépítésére és az atommag feletti uralom megszerzésére irányította.

Az anyag szerkezetének problémája a geometrizált világkép keretein belül csak mellékes jelentőségű volt. Remélték ugyanis, hogy egyszer csak sikerül az elemi részek erőtermodelljét megalkotni, mint például az elektronnál, vagy sikerül azokat az erőteret valamilyen kitüntetett pontjaival kapcsolatba hozni.

Rátérve az anyagról alkotott mai képünknek, a feltételeken „atom”-képnek is nevezett elképzelés tárgyalására, őszintén be kell vallanunk, hogy egészen a közelmúltig nem játszottak igen lényeges szerepet univerzális feltevések. A tudomány figyelmét az egyes elemi részek felfedezése és tulajdonságaik tisztázása csaknem teljes mértékben lekötötte. Többek között éppen az utóbbi évek folyamán feltárt bőséges tapasztalati anyag tette lehetővé és szükségessé, hogy bizonyos, bár kezdetleges, de igen érdekes egyetemes jellegű feltevéseket állítsanak fel. Ezek egyikére, az anyag nemlineáris leírásának kísérletére a továbbiakban még részletesen visszatérünk.

Függetlenül az egységesítő próbálkozásoktól megállapítható, hogy a modern fizika az anyagot nyugalmi tömeggel rendelkező elemi részekből (elektronokból, protonokból, neutronokból, pozitronokból, különböző típusú mezonokból és hyperonokból), nyugalmi tömeggel nem rendelkező részekből (szűkebb értelemben vett erőterekből: elektromágneses erőterből — fotonokból, — neutrínókból) és a téridő görbületével kapcsolatos gravitációs erőterből összetett képződménynek tekinti.

Az anyag valamennyi megjelenési formája a térben mozog és a geometriai teret a relativisztikus kvantumelmélet és az általános relativitáselmélet törvényeinek megfelelően görbültté teszi. Az elemi részekből atommagok, atomok, molekulák formájában kialakuló rendszerek végül is makroszkópicusan megfigyelhető szilárd és folyé-

kony testhez, bolygókhoz és csillagokhoz vezetnek.

Az atomokon, illetve elemi részeken<sup>1</sup> alapuló világkép hasonlóan rövid megfogalmazásakor úgy tűnik, hogy a dolog kozmológiai oldala elsikkad. Ezért megjegyezzük, hogy a világegyetem általunk már ismert részeiben ( $R=10^{27}$  cm, kb. milliárd fényév) az elmúlt 5–10 milliárd év folyamán nagyjából azonos koncentrációban fordultak elő az elemi részek egyes típusai (protonok, neutronok, elektronok, stb.) és ugyancsak állandó volt a különböző típusú atommagok és atomok relatív koncentrációja. Ezzel ellentétben a Világegyetem általunk ismert részében igen ritkák az antiprotonok, antineutronok, pozitronok, stb. Az ilyen antirészecskék nagyenergiájú ütközésekben, vagy atommagok és elemi részek bomlásakor keletkeznek. Az antirészecskék a közönséges részecskékkel való ütközésükkor megsemmisülnek, átalakulnak az anyag más formájává.

Meg kell még említenünk, hogy az általunk ismert Világegyetem táguló tendenciát mutat. Ennek lehetőségére A. A. Friedmann mutatott rá 1923-ban az általános relativitáselmélet alapján. A Világegyetem tágulását a Tejútrendszeren kívüleső ködök fényének Hubble és Slipher által felfedezett vöröseltolódása bizonyítja.

Nem lehetetlen az sem, hogy vannak a Világegyetemnek más részei is, úgynevezett antivilágok (Dirac), amelyekben nagy az antiprotonok, az antineutronok, a pozitronok koncentrációja. Esetleg léteznek a Világegyetemnek nem tágulóban, hanem összehúzódóban lévő részei is. Végül, nézünk szerint, lehetséges, hogy a részecskék koncentrációjának kitüntetettsége az antirészecskék koncentrációjával szemben összefügg a Világegyetem táguló tendenciájával.

A legutóbbi években a kutatók érdeklődése elsősorban az elemi részek felé fordult. Igyekeztek jobban megismerni újonnan felfedezett tulajdonságaikat és „családfájukat”. Ugyanezen idő alatt az atommag fizikájának és a kozmikus sugárzásnak korábban szenzációkkal zsúfolt területe bizonyos mértékben háttérbe szorult. Az atommag szerkezetének megállapítása, amely a magerők alapvető tulajdonságaira épül, lehetővé tette, hogy a magreakciókat technikai célokra széles körben felhasználják. Elsősorban az uránhasadás típusához tartozó reakciókra gondolunk, bár a hidrogénmag és dentriummag egyesítése, a termónukleáris reakció kontrollált előállítás terén is biztató kezdeti sikerek születtek (I. V. Kuresatov és munkatársai, valamint a későbbi angol és amerikai eredmények). Másrészt nyilvánvaló, hogy a magerők problémájának végleges megoldása sem remélhető kizárólag a magfizika keretein belül. Ez a probléma a maga részéről a szó szoros értelmében megköveteli az elemi részek fizikája eszközei-

<sup>1</sup> Ez a világkép ugyanis inkább az elemi részekre alapul, minthogy nem a kémiai elemek reális atomjai, hanem az elemi részek játszik a demokritoszi értelemben vett oszthatatlan építőkövek szerepét.



nek a bevonását is, különösen a protonok és neutronok méretének és szerkezetének kérdésében. Enélkül nem lehet a magerőkre vonatkozóan elfogadható következtetésekhez jutni olyan kis távolságokban, amelyeknél a nukleonok kölcsönhatása végbemegy. Ha csak nem alkalmaznak új regisztrációs eljárásokat, akkor nem valószínű, hogy a kozmikus sugárzásban a jövőben is új részecskéket fedeznek fel. De lehetséges, hogy a mesterséges holdak lényegében állandó laboratóriumként való alkalmazása lehetővé teszi további ritka részek észlelését és átalakulásainak vizsgálatát a kozmikus sugárzásban.

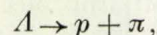
### 3. Az elemi részek tulajdonságai

Miután az elemi részek fizikája történetének főbb eseményeit áttekintettük, térjünk át az elemi részek alapvető tulajdonságainak rövid leírására! Meg kell különböztetni az elemi részeknek a relativisztikus kvantumelmélet által már elég régen megállapított tulajdonságait (a hullámfüggvény jellege, spin, paritás és statisztikai jelleg) azoktól az új tulajdonságoktól, amelyekről fentebb már szó volt (izotóp-spin, ritkaság, baryon- és leptontöltés, csavarodás). Az elemi részeknek ezenkívül olyan alapvető tulajdonságaik is vannak, amelyek az erőteret egymással való kölcsönhatását jellemzik (nyugalmi tömeg, elektromos töltés, és más csatolási állandók). Ezeket a legutóbbi ideig az elmélet tudta megmagyarázni. A tömeg és a csatolási állandók értékét a tapasztalatból kell venni, bár az erőterek csatolásának lehetséges típusaira és a részecskék viselkedésére a relativisztikus kvantumelmélet eléggé szigorú követelményeket ír elő. Az izotópspin, valamint a régebb és újabb részecskék valamennyi tulajdonságának leírása a relativisztikus kvantumelmélet keretein belül történik.

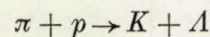
Beszéljük meg most röviden az izotóp-tér tulajdonságait. Megjegyezzük, hogy ennek elméletét még nem dolgozták ki kielégítően. Így például egészen a legutóbbi időkig megoldatlan maradt az a kérdés, hogy az izotóptér három dimenziós-e (Pais, d'Espagnat és Prentki) vagy négydimenziós, euklideszi-e vagy pseudeuklideszi. Legutóbb úgy látszott, hogy a mérleg annak a négydimenziós elképzelésnek javára billen, amelyet Pais, Schwinger és Salam fejtettek ki dolgozataikban. Ez az elemi részek tágabb csoportokba való besorolását teszi lehetővé. Például a négyes izotér szempontjából a  $\Lambda$  hyperon (izoskalár, zérus izospinnel) és a három  $\Sigma$ -hiperon (izovektor, egyes izospinnel) egy multiplétbe sorolható, amelyet a négyes izovektor jellemez stb. Mint említettük, a részecskék tömegében tapasztalt nem túl lényeges különbségeket sikerült elektromágneses hatásokkal megindokolni.

A továbbiakban szükségesnek mutatkozott az elemi részek egy új jellemző sajátosságának, az úgynevezett ritkaságnak ( $S$ ) a bevezetése (Gell-Mann, Nishijima). A régi részek (mezonok, nukleonok és antinukleonok) számára  $S = 0$ , az újabb

„ritka” részek, a  $K$ -mezonok és hyperonok esetében az  $S$  zérustól különböző. Erős kölcsönhatásoknál a ritkaság megmarad, hasonlóan az izospinhez. Ha pedig a ritkaság a reakciók alkalmával megváltozik ( $\Delta S = 1$ ), akkor a reakciók lassú lefolyásúak lesznek. Erre példa a következő hiperonbomlás:



amelynél a „ritka” részecske két „nem ritka” részre bomlik el. Ebből a szempontból érthető, hogy miért keletkezik mindig két egyenlő ritkaságú részecske, például a



reakcióban. A leptonok (elektronok, pozitronok,  $\mu$ -mezonok és fotonok) esetében az izospin és a ritkaság szerepét még nem ismerték fel, az ezirányú vizsgálatok eredményei még nem kielégítőek.

Megjegyezzük, hogy G. A. Szokolikkal együtt kifejtett gondolatunk szerint, amelyet lényegében egész sor szerző (Rayski, Yukawa, Ingraham, Watanabe és Pais) is támogat, szorosabb összefüggésnek kell lennie a közönséges és az izotóp tér között, feltételezve az egyikből a másikba való átmenetet. Másként mondva, az új belső és szokásos külső szabadsági fokokat szorosabb kapcsolatba kellene hozni.

Mint látjuk a részecskék izotóp és ritkaság tulajdonságainak felfedezése és a megfelelő jellemzők bevezetése jelentősen elmélyítette ismereteinket az anyag szerkezetéről és az elemi részek közötti kapcsolatokról. Az izotóp családok már emlékeztetnek a kémiai elemek hármas és nyolcas csoportjaira, amelyek a Mengyelejev-féle periódusos rendszerhez vezettek. Ami a részecskék általános osztályozásait illeti, bár általánosan elfogadott elmélet a legutóbbi időkig még nem született meg, a legcélszerűbb a részecskéket a növekvő tömeg szerint sorbaszedni, kezdve a fotonokon, a szorosabb érelemben vett erőterén — amely nem rendelkezik nyugalmi tömeggel — áttérve a leptonokra, mezonokra, nukleonokra és hyperonokra. A gravitációs térről annyit mondhatunk, hogy szabad gravitációs hullámokat, vagy ezeknek megfelelő kvantumokat, a gravitonokat, még nem észlelték, bár az általános relativitáselméletből ezek létre lehet következtetni; ha — egyes szerzők, pl. Infeld véleménye szerint — nem is teljesen meggyőző módon. Ha a gravitonok léteznek, akkor eredményeink szerint bizonyos valószínűséggel fotonokká, elektronokká és pozitronokká alakulnak. Hasonló átalakulások még szorosabb összefüggést létesítenének az anyag különböző formái között, figyelembe véve azt, hogy a gravitációs erőter a téridő görbültségével szoros kapcsolatban van.

Összefoglalva, elmondhatjuk, hogy a relativisztikus kvantumelmélet az elemi részek egész sor tulajdonságát (a hullám-részecske kettőséget, spint, paritást, hullámfüggvény típusát, statisztikát, mágneses momentumot, bizonyos részek tömegé-



nek különbségét, élettartalmát, izotóp spinjét és a különböző erőterekkel való kölcsönhatás lehetséges típusait) értelmezni tudta és egymással kapcsolatba tudta hozni. A tapasztalatból véve a tömegek, töltések és más csatolási állandók értékét, az elmélet főbb vonalakban meg tudta magyarázni az atommag képződését és igen sok magreakciót részletesen le tudott írni. Meglepő pontossággal követni tudta a szabad és az atomokban kötött elektronok mozgását. Már a nemrelativisztikus kvantumelmélet nyomán magyarázni lehetett a Mengyelejev-féle periódusos rendszert, sok molekulának a modelljét meg lehetett alkotni, fel lehetett állítani a szilárd testek, a mágnesség különböző fajtáinak (para-, dia-, ferro és antiferromágnességnek) a ferroelektromosságnak, a fémek vezetésének, szupravezetésének (Bardeen, Bogoljubov,) a cseppfolyós hélium szuperfolyékonyágának (Kapica), a legkülönbözőbb fényjelenségeknek stb. elméletét.

Ha ehhez hozzáfűzzük még azokat a tényeket, hogy sikerrel előre lehetett jelezni a részecskék egész sorát és meg lehetett magyarázni sok izotóp-tulajdonságot, tárgyalni lehetett az elemek és a kozmikus sugárzás keletkezésével kapcsolatos kérdéseket, akkor előttünk áll a modern fizika, az atomfizika grandiózus rendszere. Ugyanakkor nem említettük még a kísérleti technika kolosszális fejlődését, amely a gyorsítók és rádiófrekvenciás, atomfizikai, optikai, mágneses kryógen (alacsony-hőmérsékleti) módszerek alkalmazásával kapcsolódott össze.

Az emberben könnyen hibás elképzelés alakulhat ki az elemi részek vizsgálatának sikeréről, és könnyen azt hihetjük, hogy zárt, befejezett elmélet birtokában vagyunk. Azonban ma még korántsem rendelkezünk az elemi részek lezárt, végleges elméletével. Először is, az új izotópsajátságok elmélete a legutóbbi időig bizonyos mértékig idegen terület maradt az erőterek megszokott relativisztikus kvantumelmélete számára. Másodszor, az elmélet nem képes a tömeg, a töltés és más csatolási állandók értékeinek meghatározására. Továbbá, mint már fentebb jeleztük, a jelenlegi elmélet pontszerű részek tömegének, töltésének és más csatolási állandóinak számára divergens értéket ad. Többek között nem képes a kiterjedt részek modelljét megalkotni. Minden látszat szerint az említett nehézségeket nem lehet a jelenlegi elmélet keretein belül leküzdeni. E célból kisebb-nagyobb általánosításokra van szükség. Az általános vélemény amellett foglalt állást, hogy olyan új univerzális állandót kell bevezetni, mint például a legkisebb hosszúság. Néhány ilyen irányú próbálkozással az alábbiakban kívánunk foglalkozni. Most csak annyit jegyünk meg, hogy ilyen konstansnak az elméletbe való beépítése lényeges eltérést jelenthet a jelenlegi relativisztikus kvantumelmélettől. Harmadszor, bár eléggé sikerült az elemi részeket családokba, multiplettekbe sorolni, mégis a jelenlegi elmélet nem képes az anyagról egységes és általános képet alkotni.

#### 4. Az elemi részek elméletének új perspektívái

Befejezésül röviden foglalkozzunk az elemi részek egységes leírása és a pontszerű részek relativisztikus kvantumelmélete nehézségeinek kiküszöbölésére irányuló próbálkozásokkal. Olyan hipotézisekről lesz szó, amelyek a jelenlegi elmélet kereteiből indulnak ki. Némelyikük nagy sikereket ígér és ezért különös figyelmet érdemel. Mindenekelőtt a  $\pi$ -mezonok számára Fermi és Yang által javasolt összetett-részecske modellt említjük meg. Eszerint a  $\pi$ -mezon két igen szorosan kötött részecskéből, pl. nukleonból és antinukleonból áll. Feltételezik, hogy a hatalmas méretű potenciális energia (amelynek jellegét egyébként még nem ismerjük) csaknem teljesen kompenzálja a nehéz részek nyugalmi energiáját. A két energia fajta különbsége a  $\pi$ -mezon nyugalmi tömegével egyenlő:

$$mc^2 = Mc^2 + \overline{M}c^2 - V_{pot}.$$

Azt is javasolták, hogy összetevő részecskéknek nukleont és  $K$ -mezon (Goldhaber) vagy pedig  $\Lambda$ -hyperont és nukleont (Sakata, Maki, M. A. Markov) válasszunk. Hasonló alapon igyekeztek az elemi részek tömegét megadó formulákat felállítani.

Említésre méltó a L. de Broglie javasolta fúziós módszer is, noha eléggé formális jellegű. Ez a módszer lehetővé teszi, hogy az elemi részek hullámfüggvényeit az alapvető Dirac-hullámfüggvényekből kiindulva, ezek meghatározott módon történő szorzása által alkossuk meg. Nyilvánvaló, hogy  $+\frac{1}{2}$  és  $-\frac{1}{2}$  spinű elemi részből össze lehet állítani, 0,1, majd  $\frac{3}{2}$  spinű elemi részeket is. Konkrét példaként L. de Broglie azt javasolta, hogy a fotont neutrínó és antineutrínó kombinációjának tekintsük. (Ez a fény neutrínóelmélete, amelyet Kronig, Jordan és A. A. Szokolov fejlesztett tovább). Az elmélet gyengéje, hogy nem ismerik azt a kölcsönhatást, amelyik a fúziót eredményezi. A fúziós módszert már félig elfelejtették, de napjainkban újra előtérbe került főleg az elmélet nemlineáris általánosításával kapcsolatban.

Térjünk át most az egységes térelmélet Heisenberg által kifejtett átfogó programjának ismertetésére. Heisenberg elmélete bizonyos kapcsolatban van L. de Broglie és a szerző munkáival. Tételizzük fel, hogy valamennyi erőter egységes elméletét kívánjuk megalkotni, egyetlen egy erőteret választva alapul. Nyilvánvaló, hogy ennek az erőternek (feles spinű) spinortérnek kell lennie, mert ez mutatkozik valamennyi erőter között a leginkább alapvetőnek. (Lehetséges, hogy ez a két-komponensű függvénnyel leírt feles spinű részek erőtere). Vajon milyen egyenletnek tesz eleget az ilyen „világspinor” vagy „elementon”?

Világos, hogy valamivel kölcsönhatásban kell állnia azért, hogy az erőter gerjesztett állapotaként különböző részeket hozzon létre. Viszont feltevésünk szerint a világban semmi más nincs



jelen, így a világspínor csak önmagával állhat kölcsönhatásban. Másszóval, a hullámegyenletének nemlineárisnak kell lennie. Ezért célszerű alapul venni a nemlineáris taggal kiegészített Dirac-egyenletet, amelyet a szerző már 1938-ban javasolt. A szerző után A. M. Brodskij és M. Mirianasvili vizsgáltak még más lehetséges kiegészítő tagokat, és D. F. Kuprelajdzénak sikerült a nemlineáris egyenletek számos megoldását megtalálnia. Heisenberg a nemlineáris Dirac-egyenletben törli azt a tagot, amelyben a részecske tömege szerepel, mert úgy véli, hogy a tömeg értékét a megoldás eredményeként kell megkapnia. Az elmondottak megértése érdekében leírjuk ezt az egyenletet:

$$\gamma_r \frac{\partial}{\partial x_r} \psi - \lambda (\bar{\psi} \psi) \psi = 0.$$

(Az  $r$  szerint összegezni kell 1-től 4-ig;  $x_r = (x, y, z, ict)$ ;  $\gamma_r$ -ek a Dirac mátrixok,  $\lambda$  a nemlineáris csatolás állandója,  $\psi$  a hullámfüggvény,  $\bar{\psi}$  ennek adjungáltja).

A fenti változtatásokat és felecsereket (kvantálási) szabályokra vonatkozó megfontolásokat megtéve, Heisenberg a nemlineáris egyenlet közelítő megoldásával megkapta az alaprészecske (nukleon) tömegét és a bozontípusú részek tömegeit. Az utóbbiak néhányszor kisebbeknek bizonyultak a nukleontömegnél. Ez az eredmény már hasonlít a  $\pi$  és  $K$ -mezonok tömegspektrumához! A továbbiakban közelítőleg meghatározta még az alaprészecske töltését is, ami a tapasztalati értéknél másfélszer kisebbnek adódott. Ily módon az anyag nemlineáris elmélete, ha mégoly kezdetleges formában is, határozottan nagy sikereket mondhat magának (jóllehet a tapasztalattal még nem pontosan egyezik meg.) Ez az izotópia-sajátságok és egyéb korrekciók figyelembevételével elvezethet bennünket az elemi részek rendszerének egységes leírásához. Nézetünk szerint a nemlineáris elmélet programja ma az egyetlen lehetséges alap az elemi részek egységes elmélete számára. Félig tréfásan azt is mondhatjuk, hogy nagyapáink az anyag egységes elméletének felállításán fáradozva végső fokon helyesen cselekedtek, amikor valamilyen forgó képződményt tettek meg elméletük alapjául (gondoljunk Descartes, Kelvin és Helmholtz örvényelméleteire).

Az egységes nemlineáris elmélet természetesen nem áll messze L. de Broglie fentemlített fúziós módszerétől, Vigier nemlineáris kvázi-hidrodinamikai anyagmodellétől és az összetett-részecske modellektől, minthogy ezekben az elméletekben lényegében azt használják fel, hogy a hullámfüggvényeket szorzás útján lehet előállítani és a könnyebb bozonok a jóval nehezebb fermionok gerjesztett állapotaként képződnek. De Broglie a maga részéről a nemlineáris elmélet egyik variánsát a koppenhágai iskola kritikai vizsgálata közben fedezte fel.

Ami a tömeg, töltés és egyéb csatolási állandók divergenciájával kapcsolatos nehézségek kiküszö-

bölését illeti, függetlenül a Heisenberg-féle nemlineáris elméletben javasolt módszertől, rá kell mutatni az elemi részek egy igen fontos új tulajdonságára. Ezt két évvel ezelőtt Hofstadter fedezte fel. Protonokon szórt elektronok segítségével sikerült megállapítani a proton geometriai kiterjedését és a proton töltésének és mágneses momentumának térbeli eloszlását.

A proton sugarának négyzetes átlagértékére  $0,8 \cdot 10^{-13}$  cm adódott. Hasonló értéket kaptak a neutron esetén is a mágneses momentum eloszlásának méretére. Ezáltal az eloszlásról bebizonyosodott, hogy nem egyenletes, hanem inkább az exponenciális, vagy Gauss-eloszláshoz hasonló. A legújabb tapasztalatoknak megfelelő protonmodellt a következőképpen kell elképzelni: egy magocska (meztelen „csontváz”) körül virtuális  $\pi$ -mezonfelhő kering. (Ezeket a virtuális  $\pi$ -mezonokat nem szabad összetéveszteni a valódi, reális  $\pi$ -mezonokkal amelyek a mezoatomokban a reális protonok és nem azok csupasz váza körül keringenek.) Magától értetődik, hogy a méretek meghatározását a többi részecskénél is el kell végezni. A pontszerűség kérdése, legalább is az esetek egy részében, elveszti értelmét, minthogy — amint az előzőkből következik — a nukleonok nem pontszerű részecskék.

Ma még nem világos, hogy hogyan kell a protonhoz hasonló igen komplikáltan összetett rendszer hullámegyenletét felírni. Ezen a példán megintcsak meggyőződhetünk a részecske tulajdonságainak figyelemreméltó kimeríthetetlenségéről, amire V. I. Lenin már oly világosan rámutatott az elektron esetében. Akkor az elektron volt az egyetlen nem zérus nyugalmi tömegű ismert elemi rész.

Az elmélet további fejlődését és a nehézségek leküzdésére irányuló programot egész kezdetleges formában a következőképpen lehetne vázolni. Az elemi részek meztelen csontváza, magocskája sem pontszerű. Lehetséges, hogy a mérete valamilyen univerzális legkisebb hossz, amilyen egyébként a nemlineáris elmélet  $\lambda$  csatolási állandójában is fellép. Lehetséges, hogy ez az univerzális hossz éppen a téridő sajátjaival kapcsolatos? A téridőt talán úgy kell elképzelni, hogy ilyen kis távolságokban már nem folytonos, hanem kvantált jellegű? Vagy talán az univerzális hosszúság léte arra utal, hogy az erőter és a részecske kölcsönhatása nem egy pontban, hanem egy kiterjedt tartományban zajlik le? Nem vezet-e az új hosszúságkonstans bevezetése kis távolságok esetén az okság fogalmának megváltoztatására, vagy általánosítására? Az ilyen kis távolságokon keresztül a jelek terjedési sebessége nagyobb lenne a fénysebességnél (Blohincev, Jánosssy)?

Mindezekre a kérdésekre a jövő hozza meg a választ az elemi részek nemlineáris elmélete alapján, amely minden valószínűség szerint megadja a tömegspektrumot, a töltés és a többi csatolási állandó értékét. Ezen az úton valószínűleg meg lehet állapítani az összes létező elemi részek számát is.



Az elméleti fizika meglepően pontos eredményeket ért el mind a földi, mind a kozmikus jelenségek értelmezésénél. Az elektromos gépekkel, optikai, rádiófizikai módszerekkel és mesterséges holdakkal végzett kutatások sikerei alapján remélhető, hogy a jelenkor ragyogó felfedezései után csakhamar megoldódnak az elemi részekkel kapcsolatos problémák is.

Az elemi részek következetes elméletének megalkotása után az erőkerek mai relativisztikus kvantumelméleténél tökéletesebb atomelmélet birtokában, nyilván csak tanítványainknak lesz osztályrészük az, hogy az anyag szerkezetének ma még nem is sejtett mélységei és magasságai felé törjenek előre.

A legfrissebb hírek szerint — amelyeket W. Heisenberg 1958 januárjában volt szíves velem közölni — Heisenbergnek és Paulinak sikerült értelmezni az elemi részek izotóp tulajdonságát és sikerült nemcsak a nukleonokat és a mezonokat — amelyek tömegét közelítőleg már korábban kiszámították —, hanem valamennyi elemi részt általános skémába foglalni. Ez az általánosítás joggal keltette fel mind a szovjet, mind a külföldi elméleti fizikusok érdeklődését. Úgy látszik tehát, hogy az anyag nemlineáris elmélete napjainkban születik meg. Ez az elmélet az elemi részek körében olyan szerepet játszhat, mint amelyet a Mengyelejev-féle periódusos rendszer kapott az elemek körében azáltal, hogy rendszerbe foglalta a kémiai elemeket és egységesítette azok kvantumelméleti leírását.

Heisenberg, hogy a részecske tömegére véges értéket kapjon, meghatározott típusú regularizációs eljárást vezet be (vagyis a végtelen integrálokat a divergenciák kiküszöbölése érdekében "levágással" számítja ki); továbbá lényegesen megváltoztatja a kvantálási szabályt, azáltal, hogy kiegészítő, megfigyelhetetlen állapotokat, úgynevezett második Hilbert-teret vezet be. (Ez a Dirac által már korábban is vizsgált második Hilbert-tér mindentől függetlenül negatív valószínűségekre vezet.)

A világszpinor tömegtagot nem tartalmazó nemlineáris alapegyenletnek közelítő megoldása az új kvantálási szabály figyelembevételével végül is megadja a nukleon és néhány bozon tömegét és a megfelelő spin- és paritásértékeket. Az eredmény egyelőre még csak durván egyezik meg a tapasztalattal.

Ügylátszik, sikerül az izotóp-spin értékét, a bariontöltést és még a ritkaságot is gyakorlatilag valamennyi elemi részre kiszámítani. Másszóval sikerül az elemi részeket helyesen beosztani a családokba, bár még nem minden elemi rész tömegét számították ki.

A hullámfüggvény kvantálási szabályának megváltoztatása a töltések között Coulomb-jellegű kölcsönhatást eredményez. Így az új elmélet tartalmazza az elektrodinamikát és sikerül a töltés értékét is közelítőleg kiszámítani, bár még a tapasztalattól szintén eltérő eredménnyel. Az elmélet lehetővé teszi, hogy a jövőben a többi csatolási állandót is kiszámíthassuk.

Ha eltekintünk a vitás és végleg még kellően meg nem magyarázott pontok sokaságától — amelyek elsősorban a tapasztalatilag nem vizsgálható állapotok bevezetésével, az okság igen kis távolságoknál fellépő problémáival és a tapasztalattal való pontos megegyezés jelenlegi hiányával kapcsolatosak, — akkor is megállapíthatjuk, hogy a Heisenberg-féle elmélet az egységesítő elméletek között mindmáig a legvalószínűbb és a leggrandiózusabb. Minden fizikus nagy örömmel értesült legutóbbi sikereiről. Különleges örömet okoztak az elmélet sikerei azoknak, akik már korábban is a nemlineáris elmélet hívei voltak.

Egy ilyen nemlineáris elmélet felépítésekor különös gonddal kell eljárni. Gondoljunk csak arra, hogy a fizikusok túlnyomó többsége — köztük olyan szaktekintélyek, mint pl. Pauli, Dirac, Lee — a közelmúltban még határozottan ellezte a nemlineáris elméletet.

Talán nem felesleges figyelmeztetni arra, hogy két évvel ezelőtt W. Pauli még hevesen kifogásolta a Dirac-egyenlet nemlineáris általánosítását. 1957 őszén Velencében tartott kongresszuson Heisenberg beszámolója után is csak annak matematikai részét helyezte. T. D. Lee sem látott még 1957 őszén semmiféle reális perspektívát a nemlineáris elmélet előtt. P. A. M. Dirac két évvel ezelőtt a nemlinearitásról beszélve tréfásan jegyezte meg, hogy a nemlineáris elmélet megsérti azt az elvét, amely szerint „a fizikai elméleteknek matematikai szempontból is szépek kell lenniük”. Akárhogyan is van, kétségtelen, hogy az anyag még nem végleges formában kifejtett, de már reális sikerekre visszatekintő elmélete jogosan kelti fel nemcsak az elméleti fizikusok, hanem valamennyi, a modern fizika alapproblémái iránt érdeklődő ember figyelmét. Ezeknek a sikereknek arra kell buzdítaniuk az érdeklődő szakembereket, hogy mélyenszántó fizikai, filozófiai és történelmi elemzését adják mind az atomizmus modern problémáinak, mind azoknak az egységes modelleknek, amelyek az évszázadok folyamán megszülettek.

D. D. Ivanyenko

A részletekre vonatkozóan az érdeklődő olvasó figyelmét a következő eredeti publikációkra hívjuk fel:

1. D. Ivanyenko — A. Szokolov: Klasszikus térelmélet. Akadémiai Kiadó Bp. 1955.
2. A. Szokolov — D. Ivanyenko: Erőkerek kvantumelmélete (Oroszul). Moszkva 1952.
3. D. Ivanyenko — A. Brodskij: Ж.Э.Т.Ф. 24.383. (1957)
4. D. Ivanyenko: Supplémento Nuovo Cimento 6. (1957).
5. D. Ivanyenko — M. Mirianavili: Доклады. А. Н. 106 (1956)
6. D. F. Kuprelajdze: Ж.Э.Т.Ф. 32.456. (1957).
7. D. I. Blohincev: У.Ф.Н. 61.137. (1957).
8. B. T. Kuznyecov: A klasszikus fizika elvei. (Oroszul). Moszkva 1958.
9. B. T. Kuznyecov: A relativitáselmélet és a kvantummechanika alapjai és történelmi fejlődése. (Oroszul). Moszkva 1958.



# A buborékkamra

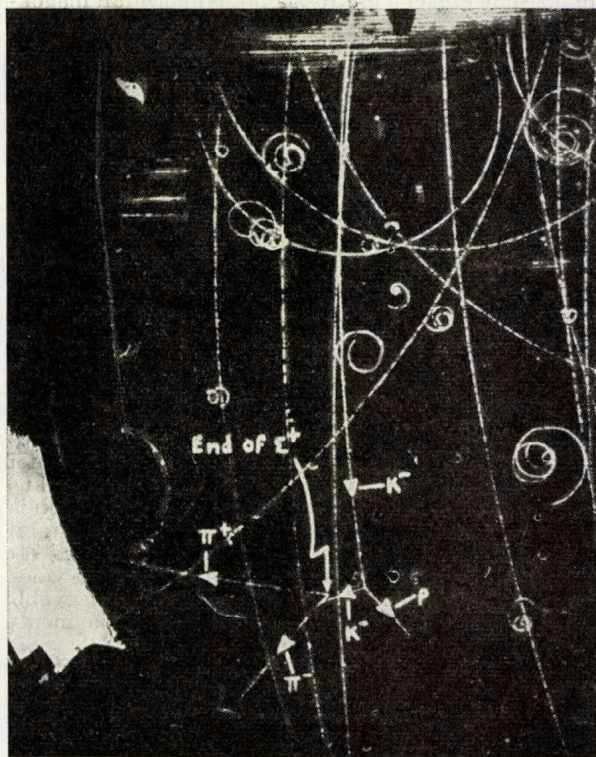
## I.

Az elemi kölcsönhatások tanulmányozásának leghatékonyabb eszközei azok a berendezések, amelyek valamilyen módon láthatóvá teszik a részecskék pályáját. Ilyen berendezések a Wilson-kamra, az emulziós lemez és a diffúziós kamra képében már régóta nagy szerepet játszanak a fizikai kutatásokban. Előnyük, hogy egyetlen folyamat megfigyelése is bőséges adatokat szolgáltat a szereplő részek energiájára, impulzusára és kölcsönhatására vonatkozóan.

Ahogy a kísérleti fizika egyre nagyobb energiájú folyamatok vizsgálatát tűzte ki célul, az említett eszközök egyre kevésbé tették eleget a felállított követelményeknek. A részecskék hatótávolsága hatalmas mértékben megnövekedett, a reakciók kaszkádszerűen követik egymást — és az események sorozatát mégis egyetlen képbe kell sűríteni. Amellett, hogy az óriási méretű Wilson-kamrák építése és működtetése, a nagy emulziós oszlopok kiértékelése igen bonyolult, a kitűzött feladatot még a méretek szélsőséges megnövelésével sem lehet kielégítően megoldani. A ködkamrák töltőanyaga kis fékezőképességű gáz, amelyen a hatalmas energiájú részek szinte akadály nélkül száguldanak át, az emulziós lemez térfogata pedig a legjobb esetekben is aránylag kicsiny. Olyan berendezésre volt szükség, amely egyesíti a ködkamrák és az emulziós lemez előnyeit: a nagy térfogatot, a könnyű kiértékelési lehetőségeket és a nagy sűrűséget. Ilyen eszközt sikerült megvalósítania D. Glasernek a buborékkamra megépítésével [1].

Azt lehet mondani, hogy a buborékkamra működés szempontjából a Wilson-kamra megfordítottja. Míg az utóbbiban a részecskék által keltett ionok a túlűtött gőz metastabil egyensúlyát bontják meg és cseppképződést idéznek elő, a buborékkamrában az ionok megjelenése a túlhevített folyadék egyensúlyi állapotának megzavarásához, buborékok kialakulásához vezet. A metastabil állapot létrehozása mindkét esetben expanzióval történik. Mivel azonban a buborékkamrában nem gőz, hanem folyadék van, a sűrűség jóval nagyobb, megfelelő anyag esetén az emulzió sűrűségét is eléri. Látható tehát hogy a buborékkamra valóban megfelel a kitűzött célnak, egyesíti a nagy térfogatot és a nagy töltőanyag-sűrűség előnyeit. Ugyanakkor a Wilson-kamrával szemben más előnyös tulajdonságai is vannak. Ezek a tulajdonságok éppen a folyadék nagy sűrűségéből következnek. Ködkamrák esetén igen kellemetlen a mérés szempontjából, hogy a gőzrészecskék mozgása a nyomok eltorzulásához vezet. Folyadékban a belső mozgások jóval kisebb mértékben lépnek fel, így a nyomok a fényképezésig gyakorlatilag egyáltalán nem torzulnak el. Ugyancsak a nagyobb sűrűség következménye, hogy folyadékban az ionok rekombinációja sokkal gyorsabban történik,

mint gázokban. Így buborékkamrában csak azok az ionok alakítanak ki buborékokat, amelyek az expanzió után keletkeztek. Nyilvánvaló, hogy ily módon a háttér erősen lecsökken, a felvételek sokkal tisztábbak, mint ködkamra esetén. Ugyan-



1. ábra. Alvárez felvétele hidrogéntöltésű buborékkamrával:  $K^-$ -mezon rugalmasan szóródik protonon, majd lefékeződik és egy proton atompályára befogja, végül abszorbeálja. Ennek során  $\Sigma$ -hyperon keletkezik, amely rövid pályá befutása után spontán bomlik:  $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$ ,  $\Sigma^+ + \pi^- + n$ . Látható, hogy a buborékkamra összetett eseménysorozat észlelésére kitűnően alkalmas.

akkor ez a jelenség hátrányos következményekkel is jár. Az ionok gyors rekombinációja miatt a buborékkamrát nem lehet számlálókkal vezérelni, mivel a vezérlőjelet adó részecske még az expanzió előtt áthalad a kamrán. Ez gyakorlatilag azt jelenti hogy a buborékkamrát nem lehet felhasználni kozmikus sugárzások vizsgálatára, mert annak, hogy a kamrát „vakon” járassuk, kevés értelme van. Az impulzusüzemben működő nagyenergiájú gyorsítóknál az említett jelenség természetesen semmiféle hátránnyal nem jár, az expanziót pontosan a részecskék áthaladása előtt lehet végezni.

Meg kell említeni, hogy, bár a buborékkamra „többet tud”, mint az emulziós lemez, bizonyos hátránya is van az utóbbival szemben: a nyomok szerkezete a kamrában durvább, mint az emulzióban, a buborékkamra felbontóképessége ebben az értelemben kisebb.



## II.

A részecskeregisztráló kamrák működése metastabil egyensúly létrehozásán és annak az ionok által történő megzavarásán alapszik. A metastabil állapot létezésének alapja az a termodinamikai elv, hogy egy tiszta fázisban az új fázis nem képződhet folytonosan a termodinamikai állapotok átélésénél, feltétlenül túllépés áll elő [2]. Ilyen túllépés konkrétan a túlhűtés vagy a túlhevítés. A metastabil állapotban az új fázis termodinamikai ingadozások révén mikroszkopikus dimenziókban jelenik meg. Az új fázisnak ezeket a mikroszkopikus alakzatait magoknak nevezzük. A mag létrejötté bizonyos koncentrációt jelent, ezért entrópiacsökkenéssel jár. A mag létrejöttének valószínűsége így

$$W \sim \exp \left( - \frac{|\Delta S|}{k} \right),$$

ahol  $|\Delta S|$  az entrópiaváltozás,  $k$  a Boltzmann-állandó.

Ha a mag létrehozásához szükséges munka  $A$ , az entrópiaváltozás  $A/T$  ( $T$  az abszolút hőmérséklet), tehát a megfelelő energiabefektetéssel létrejött magok száma

$$J \sim \exp \left( - \frac{A}{kT} \right).$$

A mag általában nem stabil, bizonyos idő múlva megszűnik. Ha a mikroszkopikus méretű új fázis mérete és tömege nem változik, a magot egyensúlyi magnak nevezzük. Az egyensúlyi mag állapotjellemzői bizonyos termodinamikai feltételt elégítenek ki. Ha a mag méretei az egyensúlyi méretet túllépik, a mag makroszkopikus méretekre nő, az új fázis makroszkopikus méretekben is megjelenik, a metastabil állapot megszűnik. Metastabil állapotban tehát állandóan magok keletkeznek és eltűnnek, minél nagyobb a túllépés, annál nagyobb valószínűséggel keletkeznek egyensúlyi, vagy annál nagyobb méretű magok, annál könnyebben meg bomlik a metastabil állapot.

Folyadékban a magok mikroszkopikus méretű buborékok. A buborék stabilitásának feltétele:

$$(\mu_b - \mu_e) dn + (P - p_n) dV + \sigma dF = 0. \quad (2)$$

$\mu_b, \mu_e$  — egy molekulára eső kémiai potenciál a buborékban, ill. a folyadékban,

$n$  — a molekulák száma a buborékban,

$P$  — a hidrosztatikai nyomás,

$p_n$  — gőznyomás a buborékban,

$V$  — a buborék térfogata,

$\sigma$  — a felületi feszültség,

$F$  — a buborék felülete.

Ha  $\mu_b = \mu_e$ , a buborék és a folyadék közt nincs tömegkicserélődés. A mechanikai egyensúly feltétele

$$(P - p_n) dV + \sigma dF = 0.$$

Gömb esetén  $dV = 4\pi r^2 dr$ ,  $dF = 8\pi r dr$ , tehát

$$p_n = P + \frac{2\sigma}{r}.$$

Az egyensúlyi magra  $\mu_b = \mu_e$ , és

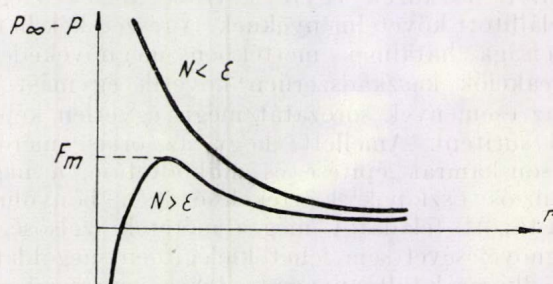
$$P_k = P + \frac{2\sigma}{r_k}$$

( $r_k$  az egyensúlyi vagy kritikus sugár).

Ha  $p_\infty$  a folyadék gőznyomása sík felület fölött az adott hőmérsékleten,  $M$  a molekulasúlya,  $d$  a sűrűsége,

$$\log \frac{p_\infty}{p_k} = \frac{M(p_\infty - P)}{dRT} \quad (2)$$

Nem túl nagy  $p_\infty - P$  esetén  $p_k = p_\infty$ . Nyilvánvaló, hogy egyensúlyi gőznyomás csak akkor van, ha  $p_k > P$ , vagy közelítően  $p_\infty > P$ . A  $p_\infty - P$  mennyiséggel jellemezhetjük a folyadék túlhevítettségének mértékét. A  $p_\infty - P = 2\sigma/r$  összefüggés a 2. ábrán látható. Ha adott  $p_\infty - P$  esetén  $r < r_k(a)$ , a buborék összehúzódik a felületi feszültség hatására. Ez teszi lehetővé a metastabil állapotot. A mikroszkopikus mag csak akkor növekszik meg, ha  $r > r_k(b)$ . Az ábráról látható, hogy ilyen magok létrejötte annál valószínűbb, minél nagyobb a túlhevítés. Bizonyos túlhevítés után már  $r_k$  olyan kicsiny, hogy a metastabil állapot spontán megszűnik, a folyadék felforr.



2. ábra.

Kérdés, hogyan vezet buborékképződésre az ionizáló részecske áthaladása a folyadékon. Ez a probléma még máig sem tisztázódott teljesen. Kétféle elmélet is van: az egyik szerint a magokban keletkező ionok a buborék határfelületére ülnek és mintegy „szétfeszítik” a buborékot; a másik elmélet alapján a részecske elvesztett kinetikus energiája lokálisan növeli a túlhevítést, a lokális energiátöbblet alakítja ki a buborékot.

Az „elektrosztatikus” elmélet ([3], [4], [5], [6]) igen szemléletes. Tegyük fel, hogy egy gömb alakú magban  $N$  számú ion keletkezik és ezek a felületen helyezkednek el. (Más ioneloszlást feltételezve sem kapunk lényegesen különböző eredményt.) A felületi töltéssűrűség  $q = Ne/4\pi r^2$ .

Az ioneloszlás energiája könnyen kiszámolható:

$$A = (Ne)^2/2r\epsilon$$

( $\epsilon$  a folyadék dielektromos állandója).

Itt figyelembe kell venni, hogy amikor a töltéssűrűség energiáját számoljuk, az ionoknak önmagukra gyakorolt hatását is beszámítjuk. Az eredményből tehát az egy ionnak megfelelő vákuumbeli töltéssűrűség energiájának  $N$ -szeresét le kell vonni:

$$A = \frac{(Ne)^2}{2r\epsilon} - N \frac{e^2}{2r} = \frac{(Ne)^2}{2r\epsilon} \left( 1 - \frac{\epsilon}{N} \right).$$

Az energiának megfelelő nyomás:

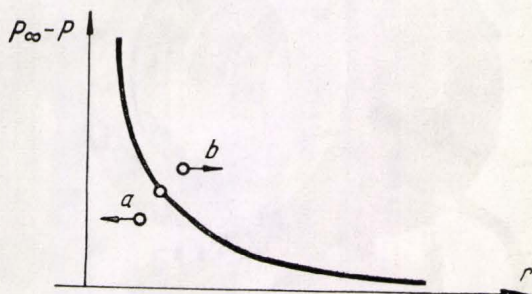
$$pdV = dA; \quad p 4\pi r^2 dr = - \frac{(Ne)^2}{2r^2\epsilon} \left( 1 - \frac{\epsilon}{N} \right) dr;$$

$$p = - \frac{(Ne)^2}{8\pi r^4\epsilon} \left( 1 - \frac{\epsilon}{N} \right)$$



Az egyensúlyi feltétel tehát ionok esetén:

$$p_{\infty} - P = \frac{2\sigma}{r} - \frac{(Ne)^2}{8\pi r^4 \varepsilon} \left(1 - \frac{\varepsilon}{N}\right).$$



3. ábra.

Az összefüggést a második ábra mutatja. Ha  $N < \varepsilon$  ( $N \approx 1$ ), az összehúzó erők még növekednek, adott túlfűtés esetén a kritikus sugár növekszik, a buborék kialakulása nehezebb lesz. Ha viszont  $N > \varepsilon$ , az ionok taszítása révén a buborék könnyebben tágul, és ha  $p_{\infty} - P > F_m$ , a buborék szabadon növekszik.

Az elmondottak alapján ki lehet számolni, hogy milyen mértékű expanzió szükséges a kamra működtetéséhez. Ha figyelembe vesszük a részecske ionizálóképességét és azt, hogy a  $N$  számú ionnak a mag méretein belül kell keletkeznie, kiszámolhatjuk az egységnyi nyomhosszra eső buborékszámot, továbbá azt is, milyen expanziót kell alkalmazni, hogy két különböző ionizálóképességű részecske közül az egyiket detektáljuk, a másikat már ne. Az elvégzett számítások a tapasztalattal elég jó egyezést adnak. Nem világos azonban, hogy miféle erők tartják az ionokat a buborék felületén, miért nem tudják az ionok kilögni egymást a buborékból, miért húzzák azt szét.

A hőátadási elmélet szerint a keletkezett ionok kinetikus energiájukat átadják a környező folyadékrészecskének, ez az energia segíti elő a kritikus magok kialakulását. A mag létrejöttéhez szükséges energia egyrészt a folyadék elpárolgtatására, másrészt a felület kialakítására, végül pedig a megfelelő térfogat elérésére fordítódik, tehát

$$E_k = \frac{Vd}{M} HL + \sigma F pV,$$

ahol  $H$  az egy molekulára vonatkozó párolgási hő,  $L$  az Avogadro-szám. Feltéve, hogy

$$pV = \frac{Vd}{M} RT,$$

$$E_k = \frac{32}{3} \frac{H\pi}{kT} \frac{p_{\infty} \sigma^3}{(p_{\infty} - p)^3} + \frac{16\pi\sigma^3}{(p_{\infty} - p)^3} + \frac{32}{3} \frac{\pi p \sigma^3}{(p_{\infty} - p)^3}. \quad (7)$$

Ezt az energiát a kritikus sugáron belül (kb.  $10^{-5}$ – $10^{-6}$  cm) kell az ionnak leadnia. Több száz elektronvoltos  $\delta$ -elektronok esetén ez az energialeadás megvalósulhat. Ezen elmélet szerint a buboréksűrűség a  $\delta$ -elektronok számával arányos. Mivel a  $\delta$ -elektronok száma arányos

$1/\beta^2 = c^2/v^2$ -tel, a buboréksűrűség

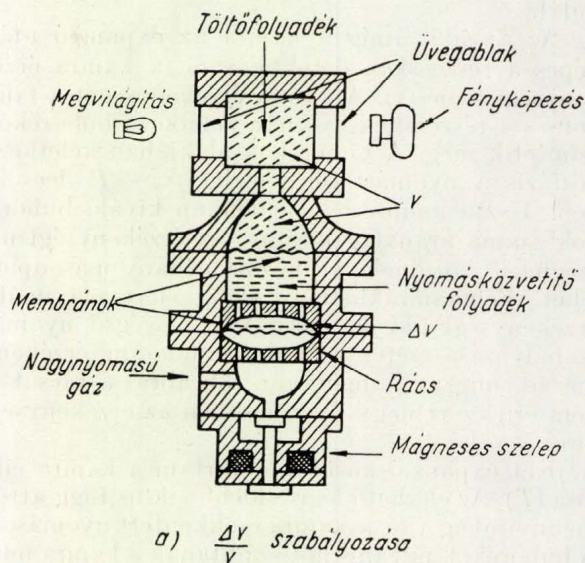
$$g = \frac{g_0}{\beta^2}.$$

Blinov, Kresztnyikov és Lomanov mérései [8] ezt az összefüggést  $\beta < 0,6$  esetére igazolták. Ugyanakkor Glaser mérései szerint [9]  $g = \frac{g_0}{\beta^2} + B(T)$ , ahol  $B$  csupán a hőmérséklettől függő tag.

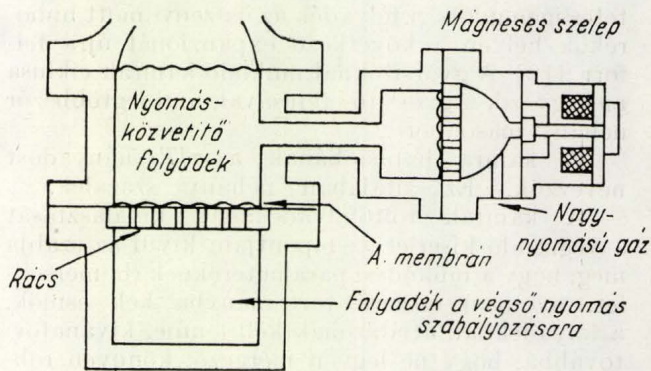
A második elmélet mellett szól a Xe viselkedése. A tiszta xenonban az ionizáló részek nem adnak nyomot, az ionizációs energia szcintillációra vezet [10]. A szcintillációt 1–2% etilén hozzáadásával ki lehet oltani, a Xe–etilén keverék alkalmas a részecskék detektálására. A  $\delta$ -elektronok energialeadásán alapuló elképzeléssel ez a jelenség jól magyarázható.

### III.

A buborékkamrák vagy üvegből („tisztá” kamra), vagy fémből készülnek. Az első típust korlátozott térfogata miatt főleg csak módszertani célokra használják. A működési hőmérsékletet durván a következő képletből lehet meghatározni:



4. ábra.



5. ábra.



$\bar{T}_m = \bar{T}_f + 0,75 (\bar{T}_k - \bar{T}_f)$ , ahol  $\bar{T}_f$  a forrási,  $\bar{T}_k$  a kritikus hőmérséklet [11]. A hőmérsékletet jól stabilizálni kell, ezért a kamra valamilyen termosztátban helyezkedik el. A nyomás általában 10–15 atm-val nagyobb a  $\bar{T}_m$ -nek megfelelő tenziónál. A túlhevítést expanzió idézi elő. Az expanziót legtöbb esetben membrán segítségével végzik. A membránt nagynyomású gáz szorítja a folyadékra, az expanzióval egy mágneses szelep kinyílik, a gázt a szabadba engedi, a membránra nehezedő nyomás leesik. Az expanzió szabályozása kétféleképpen történhet: vagy a térfogatváltozást szabják meg, vagy a végső nyomást ( $P$ ). Az utóbbi előnyösebb, mivel egyrészt a kamra érzékenységi ideje hosszabb, másrészt a működési paraméterek jobban definiáltak. (A kamra működésére vonatkozó megjegyzések sematikusan a 4. és 5. ábrán vannak feltüntetve.)  $p_\infty - P$  általában 5–10 atm.

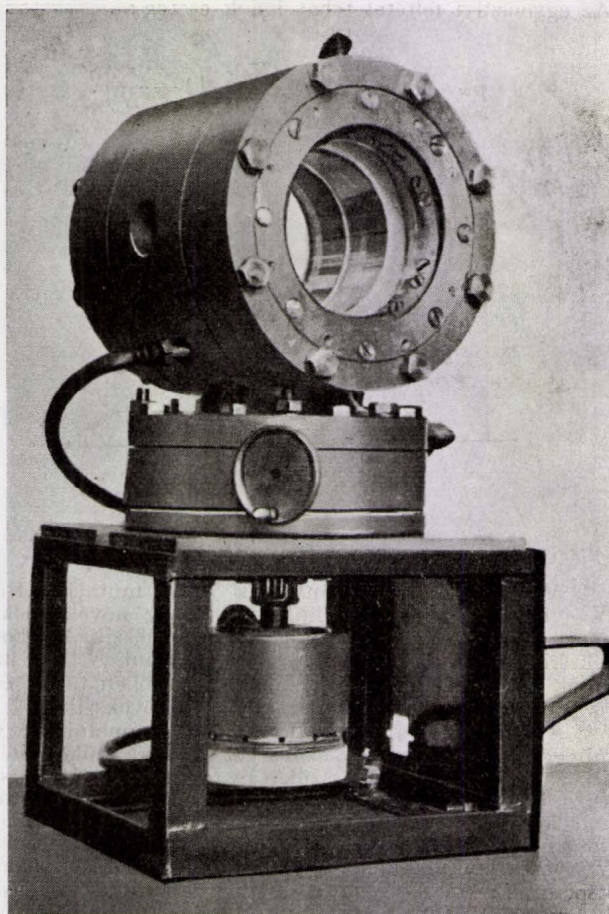
A fényképezés és a megvilágítás üveglakon keresztül történik. A fényképezés sztereoszkópikus; a gép állandóan nyitva van, a felvétel akkor készül, amikor a megvilágító lámpa felvillan. Az expanziót, a megvilágítást és a filmtovábbítást elektronikus berendezés vezérli, amely a gyorsító jelére indul.

Az az idő, amíg a kamra az expanzió után képes a részecskék detektálására, a kamra érzékenységi ideje ( $\tau$ ). A kamra érzékenységét a falakon és a részecskék nyomán keletkező buborékok szüntetik meg. A buborékok alakjában keletkező gőzfázis a nyomást megemeli,  $p_\infty - P$  lecsökken. Tiszta kamrákban a falakon kiváló buborékok száma aránylag kicsiny, az érzékenységi idő megfelelő körülmények között néhány másodperc lehet. Fémkamrákban az eddig elért maximális érzékenységi idő 40 msec [8]. A végső nyomás szabályozása esetén a kamra mindaddig érzékeny marad, míg az A membrán (3b ábra) a rácst el nem éri, ezért nagy ilyen esetben az érzékenységi idő.

Két expanzió közötti időtartam a kamra ciklusa ( $T$ ). Az elérhető legrövidebb ciklus függ attól, mennyi ideig van a kamra csökkentett nyomáson. A buborékok ugyanis hőt szállítanak a kamra felső részébe, és ennél később történik meg a buborékok összenyomása, annál több idő kell a hőmérsékleti egyensúly helyreállításához. Ha az üzemeltetés igen gyors, a folyadék az összenyomott buborékok helyén a következő expanzióval újra felforr [12]. A gyorsítóknál működő kamrák ciklusa megegyezik a gyorsító ciklusával, ami legtöbbször néhány másodperc.

A kamra hatásfokának a  $\tau/T$  hányadost nevezzük. Ez általában néhány százalék.

A kamrák töltőfolyadékának kiválasztását a végzendő kísérlet szempontjain kívül az szabja meg, hogy a működési paramétereknek (hőmérséklet, nyomás) ésszerű tartományba kell esniük, a folyadéknak átlátszónak kell lennie, kívánatosabbá, hogy ne legyen mérgező, könnyen robbanó, vagy kémiai erősen aktív. Egyik legelterjedtebb anyag a propán. Elég olcsó, a munka-



6. ábra. Félitteres propán-töltésű buborékkamra (Építette: Van Gan Csan, Dubna).

hőmérséklete  $64^\circ\text{C}$ , a szükséges nyomás kb. 30 atm. Nagy a hidrogéntartalma ( $\sim 0,1 \text{ g/cm}^3$ ), az alkotóelemek rendszáma kicsiny, nem jelentős a Coulomb-szórás, így mágneses tér alkalmazásával jól lehet a részecskék impulzusát mérni.

A protonokkal való kölcsönhatások tanulmányozása szempontjából igen jelentős a hidrogénkamra [13], [14]. A H-kamra kísérleti technikája igen nehéz, mivel a munkahőmérséklet  $27^\circ\text{K}$ , ezenkívül nagy a robbanás veszélye.

Nagy sűrűsége miatt előnyös a  $\gamma$ -bomlás-termékek kimutatására a Xe. Mivel igen drága, más nagy sűrűségű anyagokkal is kísérleteznek ( $\text{SnCl}_4$ ,  $\text{WF}_6$ ,  $\text{CBrF}_3$ ). Nagy rendszámú anyagok esetében a mágneses tér alkalmazása nem túl eredményes az erős Coulomb-szórás miatt.

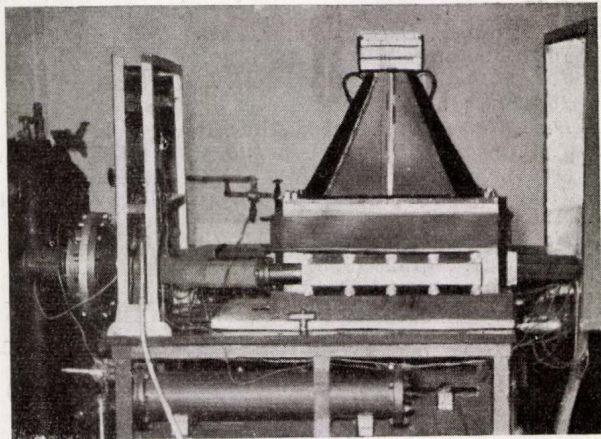
A hélium és a  $\text{CO}_2$  azért érdekes, mert mindkét anyag spinje és izotóp-spinje 0, így elméleti szempontból igen fontos vizsgálatok elvégzését teszik lehetővé.

#### IV.

Érdemes talán röviden megemlíteni azokat a kísérleteket, amelyek a buborékkamra egyéb változatainak kialakítására irányultak. Közel fekvő a túlhűtésen és túlhevítésen kívül más



termodinamikai metastabil állapotokat is megvizsgálni a részecskedetektálás szempontjából. Metastabil állapotban vannak pl. a túltelített oldatok. Argan és Gigli [15] folyadékban oldott gázokkal végeztek sikeres kísérleteket. Széndioxidot oldottak etiléterben, a túltelítést expanzióval állították elő. A buboréknövekedés lassabb volt, mint a szokásos kamráknál, mivel a buborék növekedését a gáz diffúziója határozza meg. Más, hasonló kísérletek is sikerrel jártak.



7. ábra. Az EAKI 24 literes propántöltésű buborékkamrája. (Építette: Van Gan Csan)

Bertanza és Martelli a kamra vezérlését próbálták megoldani [16]. A folyadék állandóan kissé túlhevített állapotban volt, a részecske áthaladás előtt egy URH-generátort indított, amely 10 cm hullámhosszú teret adott a kamrára. Az ionok a tér hatására mozgásba jöttek és az energiájuk révén keletkező hő buborékképződésre vezetett. Mindazonáltal a módszer nem megfelelő, mivel a megjelenő buborékok nem alkottak nyomot.

A diffúziós kamra analogonját készítette el Good [17]. Egy üvegedényben széndioxiddal telített szerves folyadék foglalt helyet. A folyadék fönt forráspontja volt hevítve, alul alacsony hőmérsékletű fürdőbe merült az edény. Ily módon a folyadékban nagy hőmérsékleti gradiens jött létre, közepén pár milliméteres érzékeny réteg keletkezett. A „kamra” folyamatosan érzékeny, az eddigi kísérletek szerint azonban csak erősen ionizáló részek detektálására alkalmas.

## V.

A buborékkamrában keletkező nyomok centiméterenként nagyságrendben 50–100 buborékot tartalmaznak. Emulzióban párszáz mikronra esik ennyi szemcse. Ez az összehasonlítás mutatja, hogy buborékkamrában jóval hosszabb nyomok szükségesek a jó kiértékeléshez, mint emulzióban. Mivel a közeg, amelyben a részecskék haladnak, mindkét esetben nagyjából azonos sűrűségű, következik, hogy a buborékkamra csak igen nagy

hatótávolságú részek adatainak mérésére alkalmas. Gyakorlatilag a buborékkamra alkalmazása néhány száz MeV felett célszerű és GeV — nagyságrendű energiák esetén válik előnyössé.

A kamrafelvételek kiértékelése mikroszkóppal vagy sztereoszkópikus reprojektorral történhet. A filmen mért koordinátákból ki lehet számolni a nyom eredeti koordinátáit. A számítást bonyolítja, hogy a fényképezésnél a fény három különböző törésmutatójú anyagon halad keresztül (kamrafolyadék + üveg + levegő). Újabban több helyen automatikus kiértékelőberendezéseket építenek. A KFKI Kozmikus Osztályának munkatársai és lengyel fizikusok együttműködésével most épül egy félautomata berendezés. (A „fél-automata” kifejezés azt jelenti, hogy a nyom követése manuálisan történik, a berendezés pedig automatikusan feldolgozza a nyom adatait.) A kiértékelés során a részeket identifikálni kell, meg kell állapítani energiájukat, impulzusukat és kinematikai adataikat. A mérhető adatok a különböző szögek, a nyomok hossza (hatótávolság), a buboréksűrűség és mágneses tér alkalmazása esetén a pálya görbülete és a görbület iránya. A hatótávolság mérésében elérhető 0,1 g/cm<sup>2</sup>-es pontosság. Jó fényképezéssel századmilliméter átmérőjű buborékok is regisztrálhatók, ilyenkor a pályagörbület mérési pontossága főleg az optikai viszonyoktól függ. (Föltéve, hogy a részecske útja során nem szóródik erősen.)

A buborékkamra már eddig is nagymértékben hozzájárult az elemi részek tulajdonságainak felderítéséhez. Segítségével a ritka részek keletkezési és bomlási folyamatai jól tanulmányozhatók, a töltőfolyadékot a kísérlet jellegének megfelelően lehet megválasztani. A sok jelentős kísérlet közül érdemes megemlíteni. Alvarez vizsgálatait a negatív K-mezonok hidrogénben való abszorpciójára vonatkozóan (18). A tiszta hidrogénben nem zavarják bonyolult magok az elemi folyamatok vizsgálatát. Ez a kísérlet nyújtott először meggyőző bizonyítékokat az anti- $\theta^0$  és a  $\Sigma^0$  létezésére.

Az elemi részecskék elméletében igen fontos annak eldöntése, hogy a neutrínó nélkül lezajló gyenge kölcsönhatások a paritásmegmaradás megsértésével vagy a nélkül történnek. A kérdésre valamilyen pszeudoskaláris adat megméréssel válaszolhatunk. Ilyen adat például a

$$\pi_1 + N \rightarrow Y + K, \quad Y \rightarrow \pi_2 + N'$$

folyamatokban a  $(\mathbf{p}_{\pi_2}, (\mathbf{p}_{\pi_1} \times \mathbf{p}_Y))$  mennyiség  $(\pi_1, \pi_2$  — a beeső, ill. a bomlási  $\pi$ -mezon,  $N$  — nukleon,  $Y$  — hyperon, a  $p$ -k a megfelelő impulzusok) — azaz, lényegében a hyperon bomlásakor keletkező  $\pi$ -mezon impulzusának a  $(\pi_1, Y)$  — „keletkezési” síkkal bezárt szöge ( $\theta$ , 4. ábra). Ha a kölcsönhatás a paritás megőrzésével játszódik le, a keletkezési sík egyik oldala sincs kitüntetve. Ellenkező esetben a keletkező  $\pi$ -mezonok eloszlása nem szimmetrikus az említett síkra vonatkozóan. Az 1958. évi velencei elemi-részecske-kongresszuson számos ilyen típusú mérés-



ról számoltak be. Ezek közül D. Glaser propánkamrával végzett vizsgálatai lényeges anizotrópiára engednek következtetni.

A hipotetikus  $\Xi^0$  — hyperon kimutatása terén nagy reményeket fűztek a xenon-kamrához, amelyben nagy hatáskeresztmetszettel lép fel a párképzés. A kaszkádhyperonok tanulmányozása során ugyanis kiterjedt reakcióláncokat kell végigkövetni, sőt, a „lánc” egyes ágait semleges részek képezik, amelyek nem adnak nyomot. A  $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ ,  $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$  folyamatokból csupán az utolsó lépés mutatható ki közvetlenül (eltekintve a  $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$  ágtól). Ezért lényeges, hogy a keletkező fotonok még a kamrában abszorbeálódjanak. A legújabb híradás szerint ezek a várakozások beigazolódtak.

Számos más feladatot lehetne még megemlíteni (élettartam, spin stb. mérése), amelyek megoldásában nagy szerep vár a buborékkamrára. Ez a szerep egyre jelentősebb lesz azáltal, hogy az új 10–50 GeV-os gyorsítók felépítésével a kutatások még nagyobb energiák felé tolódnak el.

Nagy Tibor

Egyesített Atommagkutató Intézet,  
Dubna

1. D. A. Glaser, Phys. Rev. 87, 665 (1952); Phys. Rev. 91, 496, 768 (1953).
2. Volmer: Kinetik der Phasenbildung (Dresden, 1939).
3. D. A. Glaser, Nuovo Cim. Suppl. 11 — 2, 361 (1954).
4. G. Martelli, Nuovo Cim. 12, 250 (1954).
5. L. Bertanza, G. Martelli, Nuovo Cim. 1, 324 (1955).
6. L. Bertanza, G. Martelli, A. Zacutti, Nuovo Cim. 2, 487 (1955).
7. J. A. Pless, R. J. Plano, Rev. Sci. Instr. 27, 935 (1956).
8. G. A. Blinov, Ju. Sz. Kresztynikov, ZsETF, 31, 762 (1956).
9. D. A. Glaser, D. C. Rahm, C. Dodd, Phys. Rev. 102, 1653 (1956).
10. J. L. Brown, D. A. Glaser, M. L. Perl, Phys. Rev. 102, 586 (1956).
11. D. A. Glaser, O. C. Rahm, Phys. Rev. 97, 474 (1955).
12. J. V. Kuznyecov, M. F. Lomanov, ZsETF 31, 911, (1956).
13. J. V. Kuznyecov, Uszp. Fiz. Nauk, LXIV—2, 361 (1958).
14. H. P. Hernandez, J. W. Mark, G. G. Baldwin, Rev. Sci. Instr. 28, 528 (1957).
15. E. Argan, A. Gigli, Nuovo Cim. 3, 1171 (1956).
16. L. Bertanza, P. Franzini, G. Martelli, CERN Symposium 2, 29 (1956).
17. R. H. Good, Phys. Rev., 107, 1201 (1957).
18. L. W. Alvarez, és mások, Nuovo Cim., 1026, 5, (1957).

## Elemek, atomok, periódusos rendszer I.

A Prágában járó fizikusnak érdemes felkeresnie a Hradčany városrészben a Zlatá uličkát, az Arany utcát. Itt dolgoztak a XVI. század végén II. Rudolf aranyművesei és alkimistái. Az utca apró házacskáiban, amelyeket eredeti stílusban építettek újjá, valóságos alkimista laboratóriumokat találunk. Szinte látjuk az alkimistákat, amint vizsgáló szemekkel hajolnak üstjeik vagy tégelyeik fölé, kutatják benne a várva várt aranszemecskét. A természet azonban jól őrizte titkát. Úgy látszott, hogy az aranycsinálás mindörökre rejtély marad. A modern fizika azonban közelebb férközött a természet titkaihoz. Az aranycsinálás nem titok többé; igaz, nem is gazdaságos. Az alkimisták éj-apon át tartó munkája azonban nem volt teljesen hiábavaló. Vizsgálódásaik közben új kémiai módszereket dolgoztak ki, tisztázták a kémiai elem fogalmát, új elemeket és vegyületeket sikerült felfedezniük.

Ma már tudjuk, hogy a természetben fellelhető vagy mesterségesen előállított anyagok viszonylag kevés számú, egyszerű alapanyagból, elemből épülnek föl. De már az ókorban felmerült a világ anyagi egységének gondolata. A görög bölcselők Homéros idejében azt tanították, hogy az anyagi világ őseleme a víz; ebből keletkezett minden más anyag. Empedokles már négy őselemben hitt. Szerinte a világ vízből, levegőből, tűzből és földből keletkezett. Ezek az elgondolások még nagyon távol állnak attól a felfogástól, ahogyan Robert Boyle határozta meg az elem fogalmát: „Az elemek olyan egyszerű, keveretlen testek, amelyek nem készíthetők másokból, másokká

nem alakíthatók át; az összetett testek alkotórészei, amelyekre azok végeredményben szétbonthatók”. Lavoisier szerint elemek vagy egyszerű testek azok az anyagok, amelyek sem fizikai, sem kémiai eljárással tovább nem bonthatók.

A ma ismert 102 elem közül néhányat csak a legutóbbi években sikerült felfedezni, illetve mesterségesen előállítani. Néhány elemet viszont már az ókorban ismertek; főleg olyanokat, amelyek elemi állapotban találhatók a természetben. Megismerésük időpontját nehéz megállapítani, sokszor azért, mert nem tudták őket jól megkülönböztetni egymástól. Az ónt és az ólmot például hosszú időn át annyira összezeserélték, hogy külön elnevezésük sem volt.

Az ásatások és ókori feljegyzések alapján biztosan megállapítható, hogy már az ókorban ismerték az aranyat, az ezüstöt, a rezet, az ónt, az ólmot, a vasat, a higanyt, a ként és a szenet.

Az aranyat már a történelem előtti időkben ismerték. Menes fáraó i. e. 3600 körül törvénykönyvben állapította meg az arany és az ezüst viszonylagos értékét. Az ezüst ismerete az aranyéval egyidős lehet. Elnevezése a görög *αργυρος* (halvány) szóból ered. A rezet már a bronzkor előtt használták fegyverek és egyéb használati tárgyak készítésére. Mezopotámiában például már i. e. 4000 körül tiszta rezet dolgoztak fel. A rómaiak fő lelőhelyéről, Cyprus szigetéről cypriumnak nevezték; ebből lett mai cuprum elnevezése. A vas ismerete valószínűleg egyidős a bronzéval. Az egyiptomiak már i. e. 5000 körül ismerhették, mert a Cheops-piramisban kovácsolt vasat talál



tak. A nyugat-európai népek aránylag későn ismerték meg. Caesar idejében a mai Angliában még szívesen adtak vasért ugyanolyan súlyú aranyat. Az ólomról első ízben egyiptomi, indiai és héber feljegyzésekben olvashatunk. A görögök főzőedényeket is készítettek belőle, ezért az ókori görögök közt gyakori volt az ólommérgezés. A rómaiak vízvezetékcsövek készítésére használták. Az ólmot és az ónt gyakran összezeserélték. Plinius azonban már jól megkülönbözteti egymástól ezt a két fémeket; az előbbit *plumbum nigrum*-nak, az utóbbit *plumbum album*-nak nevezi. A higanyról először Aristoteles tesz említést i. e. IV. században. A görögök eleinte folyékony ezüstnek vélték, innen származik a neve is ( $\vartheta\delta\omega\rho$  = víz,  $\alpha\gamma\gamma\upsilon\rho\varsigma$  = ezüst). A kén a legrégebben ismert nem-fémes elem. Homéros szerint vallásos szertartások alkalmával füstölő szernek használták. Kétségtelen, hogy már a történelem előtti időkben ismerték a szenet, mint égéskor meleget adó anyagot, de csak Lavoisier bizonyította be, hogy a szén elem és csak 1779 óta tudjuk, hogy a grafit a szén egyik módosulata.

Az ókor és a középkor alkímistái erősen hittek abban, hogy az elemek átalakíthatók, hogy arannyá tudják változtatni a kevésbé értékes anyagokat. Biztak abban, hogy megismerhetik az örök ifjúság titkát, hogy állandósítani tudják a szépséget és az ifjúságot. Egymástól elzárkózva dolgoztak, féltve őrizték tényleges vagy vélt eredményeiket, rettegtek versenytársaik leselkedésétől. A köznép titokzatosnak tartotta mesteriségüket és egy-egy sikertelen kísérlet vagy robbanás után azt suttogták, hogy a póruljárt vegyész az ördöggel cimborált. Az alkímisták rengeteg kísérletet végeztek, több új anyagot fedeztek fel, sőt ipari eljárásokat is sikerült kidolgozniuk. Valószínűleg ők fedezték föl az arzént, az antimónt, a cinket, a bizmutot és a foszfort.

A XVII–XVIII. században a kémia gyors fejlődésnek indul. Olyan kiemelkedő tudósok munkálkodnak fejlesztésén, mint Boyle, Cavendish, Priestley, Scheele, Proust, Lavoisier. Az ismert elemek száma gyorsan szaporodik. Felfedezik a kobaltot, a platínát, a nikkelt, a hidrogént, a nitrogént, az oxigént, a klórt, a mangánt, a molibdént. Amikor Mengyelejev 1869-ben megalkotta az elemek periódusos rendszerét, az előbb említett elemeken kívül a következőket ismerték: Wolfram, urán, titán, yttrium, króm, tantál, cérium, palládium, ródiom, irídium, ozmium, kálium, nátrium, bárium, stroncium, kalcium, magnézium, bór, jódot, litium, szelén, kadmium, szilícium, cirkon, bróm, alumínium, berilium, tórium, vanádium, nióbium, ruténium, cézium, rubidium, tallium, indium és tellur.

Külön kell szólnunk a tellur felfedezésének körülményeiről. A szakkönyvek ennek az elemnek a felfedezőjeként Müller von Reichenbachot és Klaprothot említik, akik egymástól függetlenül találták meg egy Erdélyből származó ásványban. Kitaibel és Klaproth levelezéséből azonban megállapítható, hogy az új elem jelenlétét elsőnek

a magyar Kitaibel Pál mutatta ki egy Börzsöny mellől származó ércdarabban, majd az említett erdélyi érceben. Tapasztalatairól 1796-ban értesítette Klaprothot. Klaproth ennek ellenére két évvel később beszámolt a tellur felfedezéséről, Kitaibel észleléseiről azonban nem tett említést.



1. ábra. Alkímista laboratórium

Amikor az elemek száma növekedett és jobban megismerték az elemek tulajdonságait, önként felvetődött az a kérdés, van-e valamilyen kapcsolat az egyes elemek között. Különböző résztörvényszerűségeket már viszonylag korán felfedeztek. Így például Newlands 1865-ben az akkor ismert elemeket kémiai tulajdonságuk alapján csoportosította. Feltételezte azonban, hogy már minden elemet ismernek, csoportosításában tehát esetleges új elemek számára nem maradt hely. D. I. Mengyelejevnek sikerült megtalálnia azt az általános törvényt, amelynek alapján az összes elemeket egységes rendszerbe foglalta.

A periódusos rendszer alapját az elemek atom-súlya képezi. Már Demokritosnál felmerült az a gondolat, hogy az anyag nem homogén, nem osztható határtalanul, hanem atomos felépítésű. Azonban csak Daltonnak a kémiai vegyületek összetételére vonatkozó vizsgálatai utaltak egyértelműen az anyag atomos szerkezetére. Dalton (1800 körül) azt találta, hogy egy kémiai vegyületben az alkotórészeknek (tehát az elemeknek) a súlyviszonya szigorúan állandó. (Állandó súlyviszonyok törvénye.) Ha pedig két elem többféle súlyarányban egyesülhet vegyületté, akkor a különböző vegyületekben szereplő súlymennyiségek mindig egy legkisebb súlymennyiség egész-számú többszörösei. (Többszörös súlyviszonyok törvénye.) Ezek a Dalton-féle törvények nehezen értelmezhetők akkor, ha az anyag homogén felépítésű, viszont maguktól értetődően adódnak, ha az anyag atomos szerkezetének feltevését elfogadjuk. Egyszerűen következnek ugyanis az előbbi törvények abból az észrevételből, hogy egy meghatározott vegyületben a különböző elemeknek csak egészszámú atomja fordulhat elő, de egy atom törtrésze nem.



A XIX. században Krönig, Clausius, Maxwell és Boltzmann kidolgozták a kinetikus gázelméletet; ennek alapján az előbbiektől függetlenül, de talán még meggyőzőbben következtetni lehetett az atomok és az atomokból felépített molekulák létezésére. A kinetikus gázelmélet meglepő teljesítőképesége és szép eredményei erősen megnövelték a hitet az anyag atomos felépítésében. De már előbb a Brown-mozgásban világosan megfigyelték a kinetikus gázelmélet egyik legfontosabb megállapítását, amely szerint az atomok és a molekulák a hőmérséklettől függő, rendezetlen mozgásban vannak.

Az anyag atomos felépítésének végleges és egyértelmű bizonyítása azonban csak a XX. században sikerült. Wien az ún. csőugarak vizsgálata során megállapította, hogy ezekben a sugarakban pozitív elektromos töltésű atomok (ionok) mozognak. A Wilson-féle ködkamra segítségével lehetővé vált egyes atomok, ill. ionok pályájának vizsgálata. Röntgen-szerkezeti vizsgálatokkal sikerült meghatározni az atomok elrendeződését az anyagban. Ehhez hasonló sokféle vizsgálat alapján kétségtelenné vált, hogy az atomok az anyag legkisebb, kémiai módszerekkel tovább már nem osztható részecskéi. Fizikai módszerek-

1. táblázat

A z e l e m			
rend-száma	vegyjele	felf. éve	nevének eredete
1	H	1776	ὕδωρ = víz, γένης = alkotó
2	He	1868	ἥλιος = Nap (a Nap színképében fedezték fel)
3	Li	1817	λίθος = Kő
4	Be	1798	
5	B	1808	
6	C	ókorban	carbo = szén (lat.)
7	N	1772	νίτρον = salétrom
8	O	1774	ὀξύς = éles, γένης = alkotó
9	F	1771	fluere = folyani (lat.)
10	Ne	1898	νέος = új
11	Na	1807	natrium (lat.)
12	Mg	1808	Magnézia, Thessália része
13	Al	1827	alumen = fénytelen (lat.)
14	Si	1823	silex = szikla, tűzkő (lat.)
15	P	1669	φόσφορος = fényt adó
16	S	ókorban	sulfur = kén (lat.)
17	Cl	1774	χλωρός = sárgászöld
18	Ar	1785	ἀργον = tétlen
19	K	1807	caleo = nyugtalanodik, ég (lat.)
20	Ca	1808	calx = mész (lat.)
21	Sc	1879	Skandinávia
22	Ti	1791	Titánok
23	V	1830	Vanadis, skandináv istennő
24	Cr	1797	χρῶμα = szín
25	Mn	1774	magnes = mágnés (lat.)
26	Fe	ókorban	ferrum = vas (lat.)
27	Co	1735	Kobold (német)
28	Ni	1751	kopparnickel = hamis réz (svéd)
29	Cu	ókorban	Cyprus sziget
30	Zn	1746	Zincke = csúcs (német)
31	Ga	1875	Gallia = Franciaország (lat.)
32	Ge	1886	Germania = Németország (lat.)
33	As	ókorban	zerni-zar = aranyos (perzsa)
34	Se	1817	σελήνη = Hold (a tellurral együtt fedezték fel; innen a neve)
35	Br	1826	βρόμος = bűz
36	Kr	1898	κρυπτός = elrejtett

A z e l e m			
rend-száma	vegyjele	felf. éve	nevének eredete
37	Rb	1861	rubidius = élénk piros (lat.)
38	Sr	1790	Strontian skót város
39	Y	1843	Ytterby svéd falu
40	Zr	1789	zargun = aranyszínű (arab)
41	Nb	1801	Niobe, Tantalos lánya
42	Mo	1778	μόλυβδος = ólom anyag
43	Tc	1937	τεχνητός = mesterséges (az első mesterségesen előállított elem)
44	Ru	1844	Ruthénia = Ukrajna
45	Rh	1803	ῥόδον = rózsza
46	Pd	1803	Pallas kisbolygó
47	Ag	ókorban	argentum = ezüst (lat.)
48	Cd	1817	κάδμια = föld
49	In	1863	indigókék spektrumáról
50	Sn	ókorban	stannum (lat.)
51	Sb	ókorban	antimonium (lat.)
52	Te	1796	Tellus = föld (lat.)
53	I	1811	ιοειδής = ibolyaszínű
54	Xe	1898	ξείνος = idegen
55	Cs	1860	caesius = kékesszürke (az első, spektroszkópiai úton felfedezett elem) (lat.)
56	Ba	1808	βαρύς = nehéz
57	La	1839	λανθάνω = rejtőzik
58	Ce	1803	Ceres kisbolygóról, melyet 1801-ben fedeztek fel
59	Pr	1843	πράσιος = zöld, δίδυμος = iker
60	Nd	1843	νέος = új, δίδυμος = iker
61	Pm	1947	Prometheus
62	Sm	1879	Szamarszkij orosz tudós
63	Eu	1896	Európa
64	Gd	1880	Gadolin finn kémikus
65	Tb	1843	Ytterby svéd falu
66	Dy	1886	δυσπρόσδοτος = megközelíthetetlen
67	Ho	1879	Holmia = Stockholm
68	Er	1843	Ytterby svéd falu
69	Tm	1879	Thula = Nordland
70	Yb	1878	Ytterby svéd falu
71	Lu	1902	Lutetia = Párizs
72	Hf	1923	Hafnia = Kopenhága
73	Ta	1802	Tantalos görög mondai alak
74	W	1781	
75	Re	1825	Rhenus = Rajna
76	Os	1803	ὀσμή = illat
77	Ir	1803	iris = szivárvány (lat.)
78	Pt	1735	platina = ezüstöske (spanyol)
79	Au	ókorban	aurum = arany (lat.)
80	Hg	ókorban	ὕδωρ = víz, ἄργυρος = ezüst
81	Tl	1861	θαλλός = ág
82	Pb	ókorban	plumbum = ólom (lat.)
83	Bi	1753	weisse Masse = fehér anyag (német)
84	Po	1898	Polonia = Lengyelország
85	At	1940	ἄστατος = bomlékony
86	Rh	1900	ródium
87	Fr	1939	Franciaország
88	Ra	1898	radius = sugár (lat.)
89	Ac	1899	ἄκτις = sugár
90	Th	1828	Thor ó-skandináv isten
91	Pa	1917	πρώτος = első (az aktínium-sor első tagja)
92	U	1789	Uranus bolygó
93	Np	1940	Neptunus bolygóról, amely az Uránus után következik
94	Pu	1940	Plutó bolygó
95	Am	1945	Amerika
96	Cm	1944	Pierre és Marie Curie
97	Bk	1950	Berkeley (USA)
98	Cf	1950	California (USA)
99	E	1952	A. Einstein
100	Fm	1955	E. Fermi
101	Mv	1956	Mengyelejev
102	No	1957	Nobel A.



kel az atomok ugyan tovább oszthatók, alkotórészeik azonban már egészen más tulajdonságokkal rendelkeznek, mint maguk az atomok.

Az elemek egyik fontos adata az atomsúlyuk, illetve atomjuk tömege. Az atomok tömegét háromféle egységben szokás megadni: grammokban (ill. kilogrammokban), fizikai és kémiai tömeg-egységben. Az atomok tömegének ezt a két utóbbi mérőszámát atomsúlynak nevezzük. Az atomok kémiai atomsúlynak nevezett relatív tömegét úgy kapjuk meg, hogy a természetes oxigén atomsúlyát 16 egységnek választjuk és erre vonatkoztatjuk a többi atom tömegét.

Gázállapotú anyagok atomsúlyának meghatározása az Avogadro-féle törvény alapján lehetséges. Ez a törvény kimondja, hogy azonos nyomáson és hőmérsékleten azonos térfogatban mindig ugyanannyi gázrészecske (atom vagy molekula) van. Minthogy a kémiai vizsgálatokból tudjuk, hogy például a nemes gázok egyatomosak, a hidrogén, az oxigén kétatomos, meghatározhatjuk a különböző gázoknak az oxigénre vonatkoztatott relatív tömegét, ha megmérjük az oxigénnek és a kérdéses gáznak ugyanakkora térfogatban foglalt tömegét azonos nyomáson és hőmérsékleten. Nem gázalakú elemek atomsúlyának a meghatározása azoknak a vegyületeknek az alapján történhet, amelyeket ezek az elemek ismert atomsúlyú gázokkal alkotnak.

Az elemek természetes rendszerének felfedezésekor Mengyelejev abból a fontos észrevételből indult ki, hogy ha az elemeket atomsúlyuk növekedése szerint sorba rakjuk, akkor a kémiai szempontból hasonló tulajdonságú elemek periódikusan ismétlődnek. Az első periódusos táblázatot Mengyelejev 1869-ben közölte, amikor körülbelül 63 elemet ismertek. Már Mengyelejev észrevette, hogy az atomsúly nem határozza meg egyértelműen az elem helyét a periódusos rendszerben. Egyes esetekben el kellett térnie az atomsúly növekedésének sorrendjétől, mert egyébként a hasonló tulajdonságú elemek nem kerültek volna egymás alá. Végül a Mengyelejev-féle táblázatban több helyet üresen kellett hagyni. Ebből Mengyelejev arra következtetett, hogy ezeket a helyeket még fel nem fedezett elemek foglalják el. A periódusos rendszer szerkezete alapján következtetni

lehetett néhány hiányzó elem atomsúlyára és kémiai tulajdonságára. Mengyelejev elgondolása fényesen igazolódott, amikor rövidesen sikerült felfedezni néhány előre megjósolt elemet és ezeknek az elemeknek a tulajdonságai megegyeztek a várt sajátságokkal. Ezeknek az elemeknek a felfedezése a kutatókat új elemek keresésére serkentette. Mengyelejev felfedezése azonban ezen túlmenően is óriási mértékben hozzájárult a kémiai ismeretek gyarapításához.

A kémiai atomsúly valóságban az atomnak nem lényeges adata. Sokkal fontosabb ennél az atomnak a periódusos rendszerben elfoglalt helye, illetve ennek a helynek a sorszáma. Ezt a számot az elem rendszámának nevezzük és alapvető fizikai jelentése van.

Ma már 102 elemet ismerünk. Ezeknek csak egy része fordul elő a természetben, a többit mesterségesen állították elő. Felfedezésük illetve előállításuk évét, továbbá nevük eredetét az első táblázatban foglaltuk össze.

A Föld, a Nap, az állócsillagok és az interstelláris anyag kémiai és spektroszkópiai vizsgálata arra az eredményre vezetett, hogy a természetben előforduló anyag egységes felépítésű: a világmindenségnek számunkra hozzáférhető része ugyanazokból az elemekből épül föl. Rendkívül meglepő azonban, hogy — egyes kivételektől eltekintve — az elemek relatív gyakorisága is nagyjából mindenütt ugyanaz, noha egyes elemek igen nagy, más elemek viszont rendkívül kis mennyiségben fordulnak elő a természetben.

Az elemekkel kapcsolatban másik meglepő tapasztalat az, hogy a periódusos rendszer az uránál, a természetben előforduló legnehezebb elemmel egy periódus közepén váratlanul megszakad. Ezeknek a tapasztalatoknak, a periódusos rendszer felépítésének, az elemek fizikai és kémiai tulajdonságainak a magyarázata már csak az atomok belső szerkezetének vizsgálatával lehetséges. Ez éppen az atomfizika egyik fontos feladata.

Szabó János

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Elméleti Fizikai Intézete

(Folytatása következik)

## KÖNYVSZEMLE

VERMES MIKLÓS: A RELATIVITÁSELMÉLET  
(Gondolat Kiadó, 1958).

Szépsége és érdekessége ellenére a relativitáselmélet mindmáig nem vált a magyar műszaki értelmiség közkincsévé. Ennek oka talán az is lehet, hogy az elmélet hosszabb idő óta lezártnak mondható, ezért tárgyalása az általában hozzáférhető szakkönyvekben kikristályosodottan tömör és elvont, más szóval nehezen érthető. A túlságosan népszerű ismertetések másfelől a téma természeténél fogva kétes értékű fogalmat adnak az elméletről. A komolyan érdeklődők számára új lehetőséget teremt Vermes Miklós könyve, amely a relativitáselmélet lényegében tudományos igénnyel, azonban az elvont gondolatmeneteket és formulákat konkrét kísérletek és gyakorlati, numerikus példák sorozatában feloldva ismer-

teti. Az olvasónak még a gyökvonás ismeretére is alig van szüksége s megérthetetlen ugrások vagy fordulatok nem fogják kedvét szegni. Ezért eszerében nem kell mást tennie, mint az egyes fejezeteket némi „szorgalommal”, figyelmesen végigolvasni. Dicsérni kell a könyv szerkezeti felépítését. A helyesen méretezett történeti áttekintés és a közbeszótt Einstein-életrajz jó szolgálatot tesz az érdeklődés fokozására, akárcsak a különböző kísérletekkel járó munkálatok riportszerű ismertetése. Az elmélet valamennyi fontosabb területe sorra kerül, így az általános relativitáselmélet s annak kozmológiai vonatkozásai is. A matematikai apparátus elkerülése néhány helyen, különösen az utolsó fejezetekben, némi megalkuvást jelent a szabatosság rovására. Kifogásolható, hogy az inerciarendszerek fogalma nincs pontosan tisztázva, pedig ez nem jelentett volna nehézséget. K. F.



## Néhány jótanács ifjú fizikusoknak

### Az ötletekről

Vannak, akik egyetlen, alkalmas pillanatban született ötletükre építették fel egész tudományos életművüket. De ez nem általános. Rendszerint száz ötletünkben kilencvenről kiderül, hogy nem valósítható meg, nem idősebb, triviális, téves, vagy valami más hibája van. A megmaradó tíz ötletből ki kell választani azt az egyet, amelyik a legtöbbet ígéri, a legaktuálisabb, a legkönnyebben valósítható meg stb. Arra, hogy ezt megtaláljuk, kell bizonyos időt szánnunk. De ha már megvan, a legnagyobb erőfeszítéssel igyekezzünk megvalósítani, mielőtt túlhaladottá válna. Az ötlet megtalálásában az ösztönnek és a tudattalannak igen gyakran döntő szerepe van.

### Egyszerűség—mozgékonyosság

Bár elmúlt már a konzervdobozos és pecsétviaszos aranykor, a kísérleti berendezéseket mégis a lehető legegyszerűbbre és legmozgékonyabbra építjük. A jó kísérleti berendezés hasznavehetetlen, ha már feladatát elvégezte. Az építést legjobb a szoba közepén kezdeni.

Tekintsük szabálynak: az új kísérletet először csak mintegy „piszkozatban” végezzük el, de csináljuk teljesen végig, még ha vért izzadunk is. Ennek az a haszna, hogy így egyszerre át tudjuk tekinteni az összes nehézségeket és hibaforrásokat. A legnagyobb nehézségek ugyanis rendszerint egészen máshol bukkannak fel, mint ahol várjuk. A fizikus is csak ember; ő sem tudhat mindent előre. Később azonban már minden úgy kell menjen, mint a karikacsapás. Sokszor nagyon üdvös a mérési módszer megváltoztatása (Rutherford).

Gyakran úgy látszik, hogy el kell vetni eredeti terünkét és célunkat. Ilyenkor a kísérletet csak akkor hagyjuk abba, ha világosan látjuk, hogy miért nem sikerül. De ha már látjuk, legyen bátorságunk abbahagyni. Helyesen kezelt készülékek mindig jól működnek!

Előfordul, hogy egy kísérlet ugyan menne, de hasznosabbnak látszik áttérni valami fontosabb problémára. Kísérleti fizikus számára az a legfontosabb, hogy „nyitva tartsa a szemét” (W. Wien). Ahhoz, hogy szükség esetén gyorsan másra lehessen áttérni, megint csak az kell, hogy a berendezés egyszerű, áttekinthető és mozgékony legyen. Nem szabad, hogy a segédeszközök (pl. bonyolult elektronikus kapcsolások) öncéllá váljanak.

Ezeket kívül: halálos bünt követ el az a fizikus, aki a hibás eszközt egyszerűen raktárba teszi, ahelyett, hogy gondoskodna rendbehozataláról.

### A tudományos munka ökonómiája

Minden napra csináljunk időbeosztást. Előfordulhat, hogy nem tudjuk betartani, de akkor világosan látnunk kell, hogy miért. (W. Pauli szokta mondani, hogy intézetében fél négykor, a munka befejezésekor még a kozmikus sugárzás is abbamarad. Ebben van is valami). Időbeosztás nélkül az a veszély fenyeget, hogy munkánk lassanként a végtelenbe nyúlik, eredmény nélkül. Az időbeosztás segít abban, hogy határozott célra összpontosítsuk erőnket, megóv a mellékes dolgokban való elvesztéstől. Bizonyos fokú lustaság hozzátartozik a fizikushoz, azonban a lustaságnak szellemi mozgékonyossággal kell párosulnia.

Nem egyszer előfordul, hogy értelmetlen vagy éppen hamis elképzelésből kiindulva végül is váratlan eredményhez jutunk. (Gondoljunk a régi katonai mondásra: még

mindig jobb valami bolondot csinálni, mint semmit se.) Egy „buta” kísérletet is nyugodtan megkockáztathatunk egyszer, ha nem veszi el sok időnket. Az irodalmat ugyan nyomon kell követni, de ne féljünk túlságosan az ismétléstől. Ha ketten ugyanazt csinálják is, az mégsem ugyanaz. Ha másban nem, hát hangsúlyban különbözik.

### A jegyzőkönyv

E téren sokan vétkeznek. Elvből kerülni kell, hogy a mérési eredményeket cédulákra vagy kitéphető lapokra írjuk, hacsak rögtön be nem ragasztjuk vagy át nem írjuk a jegyzőkönyvbe. (Geiger szokta mesélni, mint ellenpéldát, abból az időből, amikor Rutherford mellett volt: Rutherford szcintillációkat számolt, Geiger mellette ült és rögtön fel akarta jegyezni a diktált eredményeket, de szerencsétlenségére nem volt kéznél a jegyzőkönyve. Erre Rutherford rákiáltott: „Write on your cuffs!” — Írja a kézelőjére!)

Általában mindent rögtön a jegyzőkönyvbe írunk. A mérési eredményeket a jobboldalra, a kiértékelést, az elrendezés vázlatát, a megjegyzéseket és a (vastagon bekeretezett) eredményeket a baloldalra. A lapokat számozzuk meg. Lapot kitépni vagy adatokkal teleírt papírt eldobni halálos bűn. Ha egy mérési sorozatot meg kell szakítanunk, vagy teljesen abba kell hagynunk, akkor ennek alapos okait írjuk be a baloldalra. Minden jegyzőkönyvet jól tegyünk el, mert valami hibának még évek múltán is jelentősége lehet.

### A cikk megírása

Ezt mennél hamarabb el kell kezdeni, legkésőbb rögtön a mérés befejeztekor. De semmiképpen sem akkor, amikor már szétszedtük a készüléket. Szervezési hiba és súlyos kihágás, ha egy fizikus a mérések befejeztekor szabadságra megy és csak hetekkel vagy hónapokkal később kezd íráshoz. Indokolás: először is, kell, hogy a megírásakor még frissen az emlékezetében legyen a mérés, mert előfordulhat, hogy a jegyzőkönyvben valami nem világos. Másodszor, gyakran csak írás közben jön rá, hogy itt vagy ott még hiányosságok vannak. Ezeket a még meglevő berendezéssel egy rövid kísérlettel pótolni tudja. Egy kis túlzással azt mondhatnánk, hogy a cikk legyen készen mire a mérést befejezzük, csak az eredményeknek hagyjunk helyet.

A gondos fogalmazás mindig kifizetődik: egyszerű, világos és rövid mondatokat írunk, ne tengeri kígyó hosszúságúakat.

Az eredmények és következtetések éles megfogalmazása mindennél fontosabb.

A kéziratot tegyük félre egy-két hétre, és akkor olvassuk el egy rosszindulatú, csak félig-meddig érdeklődő olvasó szemével. Ezután elvégezhetjük rajta az utolsó simításokat.

Általában: aki egy feladatnak nem megszállottja, hozzá ne fogjon. Mindenkinek el kell tudnia dönteni, hogy vajon munkaidőn kívül is érik-e benne tudattalanul a probléma. Rossz előjel, ha nem.

\*

(Ezeket a „jótanácsokat” 1956. karácsonyán, néhány héttel az 1957. február 8-án bekövetkezett halála előtt írta Bothe. Megjelent a Physikalische Blätter 1958 januári számában.)

Walter Bothe



## BESZÁMOLÓ A „GÁZKISÜLÉSEK FIZIKÁJA” C. KOLLOKVIUMRÓL

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, gázkisülések fizikájával foglalkozó első kollokviumát a Magyar Tudományos Akadémia balatonvilágosi üdülőjében 1958. szeptember 29. és október 2-á között rendezte meg.

A kollokviumon hetvenen vettek részt a Társulat tagjai közül; egyetemi, akadémiai, ill. ipari kutató intézeteink e témakörrel foglalkozó fizikusainak, ill. mérnökeinek jelentős hányada.

A Német Demokratikus Köztársaságból dr. Herbert Wulfhekel, dr. Johannes Wilhelm, Karl Wojacek, Herbert Burck, Siegfried Ulbrich, K. Wiczorek; Csehszlovákiából Josef Durcek voltak vendégeink.

A kollokviumot Szigeti György akadémikus, a Társulat főtitkára nyitotta meg. Bevezető szavaiban üdvözölte a kollokvium külföldi és hazai résztvevőit. Hangsúlyozta az első, e témakörrel foglalkozó kollokvium nagy jelentőségét, amit a témakör általános aktualitásán — a világszerte nagy lendülettel folyó kutatásokon túl —, nővel az a tény, hogy ez irányú kutatásoknak nálunk már — elsősorban ipari — hagyományai vannak.

A kollokviumon 19 előadás hangzott el; közöttük 3 külföldi vendég előadása. Az elhangzott előadások két témakörbe csoportosíthatók:

1. Gázkisülési folyamatok kinetikája: begyűjtés, kioltás; stabilitás, deionizáció; plazma jellemzők mérése.
2. Gázkisülések alkalmazása: mérés-technika stabilizátor csövek; fényimpulzusok előállítása; egyéb alkalmazási területek: ionforrás, szikraforrácsolás stb.

Herbert Burck (Institut für Gasentladungsphysik der Deutschen Akademie der Wissenschaften, Berlin)

Nagynyomású higanygőzlámpa abszolút hőmérsékleteloszlásának mérése.

HBO500 típusú, nagynyomású higanygőzlámpa abszolút hőmérsékleteloszlását Röntgen abszorpcióval mérték. Az abszolút sűrűségeloszlást a Röntgenfelvételekből, a higany tömegének, térfogatának ismeretében, elméleti úton számított tömeggyengítési együtthatójából és alumíniumék ismert adatainak (sűrűség, méret, tömeggyengítési együttható) birtokában nyerték. Az égő HBO500 átlagnyomását 35 atmoszférának feltételezve, a hőmérsékleteloszlás a sűrűségeloszlásból kiszámítható.

Karl Wojacek (Institut für Gasentladungsphysik der Deutschen Akademie der Wissenschaften, Berlin)

Kis amplitudójú futó rétegek kis nyomású argon kisülésben.

Homogén pozitív oszlopban — bizonyos kisülési körülmények mellett — mesterségesen az oszlop katódvégén megfelelő zavarással futó rétegek hozhatók létre. A futó rétegek diszperziós viselkedését alacsony nyomású argon kisülésben kísérletileg vizsgálták. A megfigyelt törvényszerűségek levezethetők nemstacioner pozitív oszlop linearizált diffúziós elméletéből.

Josef Durcek (Bratislava)

Elektronrezonancia gázkisülési plazmában.

3 cm-es hullámsávban vizsgálták gázkisülési plazmában az elektronrezonanciát, melynek makroszkopikus elméletét is sikerült kidolgozni. Meghatározták a vonal-szélesség és ütközési frekvencia közötti összefüggést. Kísérletileg meghatározták a maximális abszorpció függését a gázkisülés áramától és a nyomástól: alacsony nyomásoknál és nagy áramoknál a maximális abszorpció nem növekszik lineárisan a kisülés áramával. Az elért eredmények alapján a ciklotron rezonancia mérése a plazma vizsgálat alkalmas eszköze lehet.

Fajt István, Konec István dr. (Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet, Budapest)

Eljárás váltóáramú gázkisülések pillanatnyi plazmajellemzőinek mérésére.

A plazmajellemzők meghatározása Langmuir-féle szondával elvileg csak stacioner gázkisülésben lehetséges. Időben változó jelenségeknél a tanulmányozandó szél időtartama határozza meg a mérésre rendelkezésre álló időt: a szondakarakterisztikát egy nagyságrenddel kisebb idő alatt kell felvenni. Ha a mérőfrekvencia nagy, a kis ionmozgékonyosság miatt az egyensúlyi állapot nem tud beállni a szonda környezetében. Ledrus plazmográf megoldása: a karakterisztika felvétel a mérendő folyamat periódusával megegyező periódussal történik. Az ismertetett eljárásnál az egyenfeszültséggel táplált szonda áramát a kisüléssel egyidejűleg oszcillografálják. Határfrekvenciákon az eljárás Ledrusénál előnyösebb.

Bozoky László dr. (Sugárfizikai Intézet, Budapest) — Koczós István, Szabó László (Magyar Adócsőgyár, Budapest)

Gázkisülési folyamatok beindulásának vizsgálata.

A gázkisülési folyamatok beindításának meggyorsítására különböző fajta és mennyiségű beta és beta-gamma rádióizotóppal végeztek vizsgálatokat telefonvezetékek akusztikus sokk elleni védelméhez használatos, NA250 típusú, nemesszágtöltésű, túlfeszültségkorlátozó csövekben. A sugárzás hatását — a néhány periódusra kiterjedő késlekedés megszüntetését — a bemutatott oszcillogramok szemléltették.

Haiman Ottó (Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest)

Halogénkioltású Geiger Müller csövek kisülési mechanizmusa.

A fotonok szerepe a nemesszágtöltésű, halogénkioltású Geiger Müller csövekben — ahol a kioltó komponens parciális nyomása kisebb, mint a régebbi típusú, szerves gőzökkel kioltott csövekben — feltételezhetően jelentősebb. A fotonok szerepének kivizsgálására átlátszó katódú csövekben végeztek méréseket, ahol a látható fényimpulzusok összehasonlíthatók az áramimpulzusokkal. Az önkioltás bizonyos feltételeinél a GM kisülés átmenete a csillókisülésbe így módon pontosabban megfigyelhető.

Fehér István (Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest).

Számlálócsőtöltőgázok elektronegatív szennyezésének mérése.

Nagy érzékenységű proporcionális számláláshoz szükséges nagy gázerősítés csak elektronegatív szennyeztől mentes töltőgázzal érhető el. Áramlótípusú számlálóhoz szükséges nagy mennyiségű, földgázból tisztításal nyert metángáz elektronegatív szennyezésének vizsgálatára hengeres proporcionális csőbe beépített polonium preparátum alfa spektrumát vették fel. A spektrum alakjának ismeretében a töltőgáz elektronegatív szennyezése megadható oxigén ekvivalensben.

Orient Ottó (Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest)

Önkioltó számlálócsőben létrejövő többszörös kisülések mechanizmusának vizsgálata.

A GM önkioltó számlálócső működési karakterisztikájára jellemző, hogy a csőre kapcsolt feszültség növelésével a számlált impulzusok száma — bizonyos feszültségértéken túl — ugrásszerűen megnő, a cső begerjed. A plató meredeksége és a plató végén észlelt rohamos növekedés többszörös impulzusok keletkezésével magyarázható. A plató meredekségét okozó impulzusok a rendes impulzussal azonos nagyságúak, a regenerálódási idő után keletkeznek, az ionok által a katódból kiváltott elektronok hatására a gerjedést okozók kisebbek, a holt idő után, a regenerálódási idő elején jönnek létre, s a különböző töltőgáznyomásokon végzett kísérletek azt mutat-



ják, hogy a gázkisülésben keletkező metastabil molekulák elbomlásából keletkeznek.

*Tóth Lajos* (Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest)  
*Hidegkatódos glimmszámlálók néhány gyújtási és stabilitási problémája.*

Triggercsövek és továbbhaladó kisüléssel működő glimmszámlálóknál gázkisülések gyújtási feszültségét lényegesen lecsökkenti a kisülésiköz közelében már létező kisülés. A gyújtási feszültség csökkenésére jellemző az ionizációs csatolás. Az elérhető maximális számlálási sebesség és ionizációs csatolás összefüggését különböző gázok és gáznymások esetében vizsgálták. Új típusú számlálócsővel, az ionizációs csatolás lényeges megváltoztatásával a csövek megbízható működése szempontjából fontos továbbhaladás kérdésének tisztázására végeztek kísérleteket; vizsgálták a deionizációs idők mérési módszerét, a stabilitást körülhaladó kisülésnél.

*Ruff István* (Távközlési Kutató Intézet, Budapest)  
*Adásvétel kapcsoló csövek deionizációs idejének mérés egyszerű eszközökkel.*

Adásvétel kapcsoló csövek elektródái között az adóimpulzus megszűntekor az ívkisülés megszűnik, de töltéssel rendelkező részecskék maradnak vissza; a visszerkező reflexióból származó jel a visszamaradó ionizációban csillapodik. Az amplitudó csökkenés méréséhez eredetileg teljes adó-vevő berendezés szükséges. A mikro-hullámú gázkisülés és egyenárammal táplált kisülés pozitív oszlopa között fennálló hasonlóságot felhasználva a kidolgozott egyszerű mérési módszernél a kisülést modulálatlan impulzussal hozzák létre és a visszamaradt ionizációs oszlop csillapító hatását, ill. ennek csökkenését az időben mikro-hullámú módszerrel mérik. A nyert oszcillogramokból a mikrosec nagyságrendű deionizációs idők meghatározhatók.

*Baum László* (Központi Fizikai Kutató Intézet Budapest)  
*Hidegkatódos gáztöltésű csövek impulzustechnikai alkalmazása.*

Trigger csövek jellemzője anód-katód, gyújtóanód-katódköz áramfeszültség karakterisztikája. A kettő közötti összefüggés ismeretében megszüntethető a gyújtás statisztikus késése. Növelhető a deionizáció sebessége és a cső impulzusok iránti érzékenysége is. Önfenn tartó kisüléssel kiküszöbölhető a relaxáció. A csőjellemzők stabilitásának szerepe a 10 stabilállapotú rendszer, az ún. gyűrűs osztóknál.

*Molnár István* (Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest)

*Hazai gyártmányú gáztöltésű feszültségstabilizátor csövek és az 5651-es referencia cső vizsgálata.*

Néhány VR75, VR105, VR150 és az 5651 gáztöltésű referencia cső hőfokfüggését, időbeli stabilitását, hiszterézis görbéjét vizsgálták és meghatározták optimális működési viszonyait.

*Sebestyén Béla* (Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest)

*Gáztöltésű csövek alkalmazása elektronikus stabilizátorokban.*

Hazai és külföldi csöveket vizsgáltak stabilizátor és referenciaelem kapcsolásban.

*Erő János* (Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest)  
*Rádiófrekvenciás energiamoduláció Thonemann ionforrásnál.*

Thonemann ionforrás ionsugár energiaspektrumában — szcintillációs detektálást alkalmazó, 25 mikrosec-nál rövidebb idővel dolgozó energianalizátorral — sikerült szétválasztani az alacsony és rádiófrekvenciás modulációt; utóbbi üzemi körülmények között 50–60 eV.

Az ionsugarat megfelelő nagyságú és fázisú rádiófrekvenciás téren átfuttatva az energiamoduláció megszüntethető, a spektrumszélesség 15 eV alá csökkenthető.

*Horváth Ferenc* (Távközlési Kutató Intézet, Budapest)  
*Vákuumtechnikában alkalmazott fémek gázleadás vizsgálata.*

Az intézetben épített rádiófrekvenciás tömegspektrométerrel folyamatosan analizálták elektroncsövek fémalkatrészeinek vákuumban való nagyfrekvenciás izzításakor leadott gázait.

*Magó Kálmán* (Távközlési Kutató Intézet, Budapest)  
*Az elektroncsövekben alkalmazott ioncsapdáról.*

Képcsövek maradékgázainak ionizálásából és az elektron bombázott elektródok szennyezéséből származó ionok roncsoló hatásának következménye képcsövek ernyőjén az ún. ionfolt. Az ionfolt megszüntetéséhez, az ún. ioncsapdák tervezéséhez ismerni kell az ionok töltés előjelét, tömegét, keletkezési helyét.

*Cornides István*

*Alacsony nyomású gázterek vizsgálata tömegspektrométerrel.*

Rádiófrekvenciás, majd nagyobb felbontóképességű mágneses, szektorteres tömegspektrométerrel vizsgálták lezárt rendszerek maradékgáz összetételét és ennek változását különböző gázok deszorpciójakor. A nyomás függvényében vizsgálták alacsony nyomású gázterek ionizációját is.

*Náray Zsolt, Varga Péter* (Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest)

*Gázkisülések felhasználása  $\mu\text{sec}$  felfutási idejű fényimpulzusok előállítására.*

Rövid felfutási és időtartamú fényjelek előállítása pl. tranzien optikai jelenségek vizsgálatára nagy probléma. Szikrakisülésnél a kisülés felfutása  $10^{-7}$  sec, a gyújtás időpontjának bizonytalansága ugyanekkora. Tiratronnal sorbakapcsolt gázkisülési csövet fényforrásként alkalmazva  $2-5 \cdot 10^{-9}$  sec felfutási időket értek el; a gyújtás bizonytalanságát a tiratronban a katód és segédelektróda közötti állandó kisüléssel, a kisülési csőben csendes kisüléssel szüntették meg. A gázkisüléssel impulzusok előnye más módszerekkel szemben, hogy a kisülési áram időbeli felfutásának mérése információt ad a fényimpulzus felfutására.

*Pócsa Jenő* (Eötvös Loránd Tudományegyetem, Budapest)  
*Vizsgálatok a szikraforgácsolás elemi folyamataira.*

A leválasztott anyagmennyiség függését különböző paraméterektől: távolság, feszültség, áramerősség, impulzus frekvencia vizsgálták. Az impulzus alatt betáplált energia és a leválasztott anyagmennyiség közötti összefüggés alakját sikerült megállapítani: az anyagfogyasztás közelítőleg az energia gyökével arányos.

*Csada Imre* (Elméleti Fizikai Intézet, Szeged)  
*Hidromágneses jelenségek a Nap légkörében.*

Az előadó bevezetőben ismertette a Nap légkörének fizikai szerkezetét, a kromoszférában és koronában észlelt hidromágneses jelenségeket, ezek stabilitási kérdéseit, majd rátért a kromoszferikus szpikulák és protuberanciák elméletére.

A kollokvium *Szigeti György* akadémikusnak az elhangzott előadásokat összegező szavaival zárult.

A kollokvium első ízben hozta össze a gázkisülések fizikája és annak alkalmazása, tehát rendkívül széles munkaterületen dolgozó kutatókat és talán ennek tudható be, hogy a már többször megrendezett kollokviumokra jellemző, élénk, előadások utáni vita és diszkusszió nem alakult ki. Az előreláthatólag 1960-ban, jövőre megrendezendő második, gázkisülések fizikájával foglalkozó kollokvium lesz hivatva pótolni az első, kezdeti hiányságait.



## AKADÉMIAI AKUSZTIKAI KUTATÓCSOPORT

Ezúttal el kell térnünk a szokásos intézeti beszámolók jogszokásától, hiszen a magyar akusztikai kutatás az utolsó 10 évben négyszer kapott új munkaadót vagyis négy különböző intézményhez tartozott, és ebből az időből is csak 3 év volt a tervszerű és támogatott kutatómunka ideje. Nyugodtan mondhatjuk tehát, hogy egy meglehetősen elhanyagolt kutatási terület munkájáról számolunk be, nem pedig egy jogfolytonos intézetéről. Pedig az akusztika hagyományos kutatási terület nálunk, és 150 év leforgása alatt két olyan világviszonylatban jelentős nevet mutathat fel, mint Kempelen Farkas és Békésy György. Talán kevesen tudják, hogy a magyar fizikusok közül többek közt Láng Viktor, Czukor Károly, Witmann Ferenc, Mikola Sándor, Selényi Pál, Gyulai Zoltán és Szalay Sándor is folytatott akusztikai, ill. ultrahang vizsgálatokat és a felsoroltaknak számos, külföldön is jól ismert ílyentárgyú dolgozata látott napvilágot. Ezek a megnyilvánulások azonban esetlegesen és szórványosak maradtak. Jelen sorok írója 1935-ben kezdett az akusztika iránt érdeklődni és tíz éven keresztül csaknem kizárólag egyetlen téma, a beszédhangok elemzése körében dolgozott. A beszédhangkutatás mellett később az ultrahangfizika, az utolsó 8 évben pedig ezen felül az objektív és szubjektív teremakusztika területén működött.

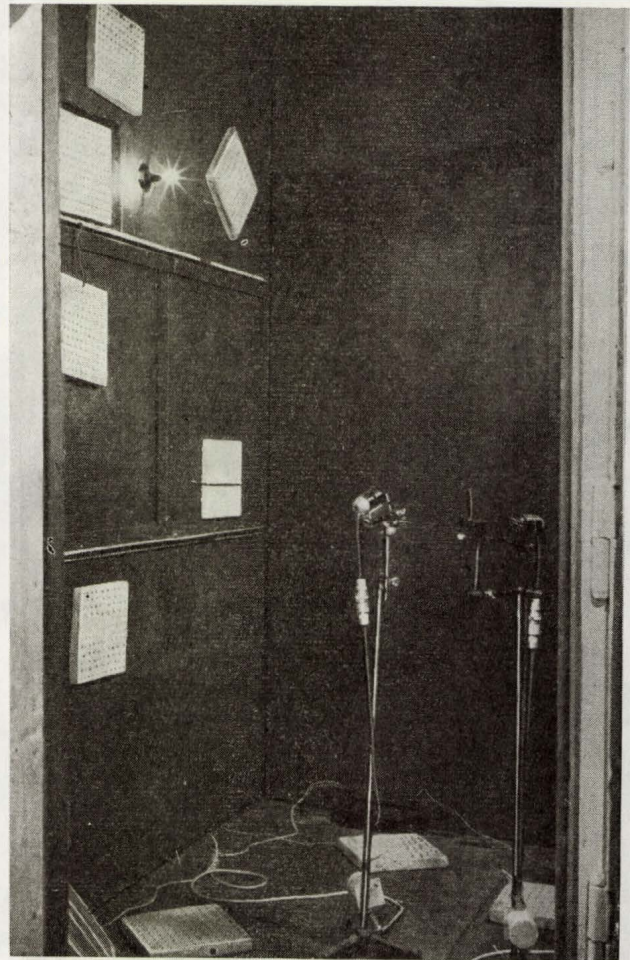
Az akusztikai kutatómunka tekintetében 1949 jelentette a fordulat évét, mert a Budapesten felállított Orvosi Fizikai Intézet keretében nyílt először alkalom összefogott és szervezett kutatásra. Ott már alakult egy háromtagú akusztikai munkacsoport, és így ma a hazai akusztikai kutatás 10 évről beszélhetünk. Az első állomás másfél éve alatt nem születtek komoly eredmények, de felkészülés tekintetében elég sok történt, és pedig különösen az ultrahang-gerjesztés vonalán. Azután ismét egy fél év telt el átszervezéssel és így a KFKI keretében működő Akusztikai és Ultrahang Kutatócsoport gyakorlatilag csak 1951 második felében kezdhetett komolyabb munkához. Az első időben főleg készülékpítés (CÍMKÉP) és különféle témákkal kapcsolatos felkészülés folyt, de 1952-ben már értékes eredmények is születtek. Addigra aránylag szép felszerelés gyűlt össze és a létszám is megfelelően felfejlődött. Ekkor 20 ember dolgozott a csoportban. Sajnos, 1953 elején újabb átszervezés bénította meg a csoport munkáját, amelynek során a csoport létszámának kétharmadát, felszerelésének pedig felét elvesztette. A megmaradó személyi és felszerelési keret a Posta-kísérleti Intézethez került át, miután akkor úgy látszott, hogy ott fog folytatódni a tudományos akusztikai kutatómunka. Ez az elképzelés azonban nem vált be, mivel a Posta később csak üzemi jellegű kutatási témákat engedett továbbfolytatni. Eközben a még rendelkezésre álló személyi és felszerelési keret is különböző osztályokra szóródott szét, így gyakorlatilag az akusztikával foglalkozók létszáma ebben az 5 éves periódusban 2–3 fő volt. Ezt a helyzetet változtatta meg az MTA Műszaki Osztálya, amikor a témát és az azzal foglalkozókat akadémiai létszámba visszavette és ezzel újabb fejlődés lehetőségét nyitotta meg.

A tíz éves munka tehát változó létszámmal, változó munkafeltételek mellett és három átszervezés közepette folyt. Ennek ellenére elég sok eredmény látott napvilágot. Az önálló tudományos kutatáson alapuló dolgozatok száma eléri a 80-at, amelyből kb. 25 külföldi szakfolyóiratokban jelent meg. A külföldön tartott tudományos beszámolók, bemutatások és felolvasások száma mintegy 20–22. Itthon a kutatások eredményeiről 1955-ben kollokviumon, 1957-ben pedig konferencián számoltunk be, a kettőn együttevén 35 előadással. Hasonló külföldi megmozdulások alkalmával a magyar akusztikai kutatást ma már számottevő tényezőként ismerik el, amit egyrészt számos külföldre szóló meghívás, másrészt számos külföldi szakember látogatása is igazol. A hazai akusztikai kutatómunka 4 téma körüli csoportosul. Ezek: a) a beszédhangkutatás, b) teremakusztika, c) ultrahangfizika és d) az ultrahangok alkalmazásai.

A beszédhangkutatás terén elért fontosabb eredmények között első helyen említjük meg egy régebben ki-

dolgozott, de ebben az időszakban publikált munkát: a hangszalagok nyitódási hányadosának közvetett méréését. A probléma a következő: a hangszalagok hangadás közben a teljes periódusnak csak egy kis részében vannak nyitott állapotban, aztán hirtelen összezsugorodnak, sőt rugalmasságuknál fogva át is esapódnak egymáson, tehát a hangrés legnagyobbbrást zárva van. Akkoriban ennek a jelenségnek közvetlen mérésére még nem volt lehetőség. Saját munkánkban a hang felvett oszcillogramjából, amely bizonyos esetekben hűen adja vissza a hangrés állapotának körülményeit, meg tudtuk állapítani a nyitott és zárt állapot relatív és abszolút időtartamát. Fontos eredményként adódott, hogy a nyitódási hányados a hangmagassággal növekszik és a nyitott állapot abszolút ideje nagyjából állandó: 0,002 s.

Nagy munkát végeztünk a magyar beszédhangok statisztikázása terén. Elsőrendű célunk az akusztikában oly fontos érthetőségvizsgálatok céljára szolgáló szövegminták összeállítása volt, és ehhez volt szükségünk a magyar beszédhangok statisztikájára. Az érthetőségi vizsgálatokat azóta ezen az alapon szabványosítottuk. Akkoriban sokan mosolyogtak a látszólag értelmetlen és hosszú időt igénylő számoláson, amelyről azonban azóta kiderült, hogy nagy információelméleti jelentősége van. A magyar anyag összeállításával évekkal megelőztük a hasonló angol, német és orosz munkákat. Sajnos, nagyrészt éppen a magyar nyelvi vonatkozások miatt és mivel az információelméleti vizsgálatokba személyi kapacitás híján nem tudtunk bekapcsolódni, az eredmények csak magyar nyelven jelentek meg és információelméleti feldolgozásuk nagyrészt még ma is várat magára.



1. ábra. Hangelnyelő anyagok mérése a csoport zengőszobájában. A hangelnyelő anyagok a padlón és a falakon rendszertelenül vannak elhelyezve



Harmadik jelentős vizsgálat sorozat ezen a téren a beszéd átlagos színeképének meghatározása új módszer segítségével. Korábban amerikai kutatók kis (1/8 s) időintervallumokban felvett beszéd-szintértékek regisztrálásával és statisztikázásával határozták meg a beszéd színeképét. Ezek a vizsgálatok amellett, hogy hatalmas műszermennyiséget igényeltek és hosszadalmas számítást tettek szükségessé, alapvető hibában is szenvedtek. Nevezetesen abban, hogy a vizsgálatot szolgáló rövid mondatok egyáltalán nem fejezték ki a nyelvi hangzó-összetétel statisztikus törvényszerűségeit és így a végül kapott színeképet a kiválasztott mondatban előforduló hangzók esetlegessége döntötte el. Saját módszerünk abban állt, hogy több beszélő külön-külön de egyidőben különböző szöveget mondott mikrofonba, és a külön csatornákon átvitt hanganyagot egy közös mágnesszalagra rögzítettük. Így módon zörejszerű hangkeverék keletkezett, amelyben megfelelő időtartamon belül (15 s) a nyelv hangzókészlete megfelelő statisztikai arányban keveredett állandó színeképű zörejje. Ennek a zörejnek megfelelő elemzéssel meg lehetett állapítani a színeképét. A módszer olyan finom, hogy egyes nyelvek színeképe közti eltérést, de még egyes személyek kiejtési különbsége okozta eltérést is vizsgálni lehet vele. Hasonlóképpen alkalmas egyes hangszerek vagy zenedarábok színeképének meghatározására.

**Teremakusztika.** Az akusztikai tervezéshez fontos tudni a felhasználandó anyagok akusztikai adatait. Ennek kialakult mérés technikája az ún. zengőszobákban az utózengési idő mérése. Különböző nagyságú zengőszobákban végzett mérések eredményei nehezen azono-

síthatók, ami külföldön is nagy problémát okoz. Kidolgoztunk tehát egy olyan módszert, amellyel bizonyos mértékben függetleníteni tudjuk magunkat a terem-mérettől. Erre a célra kisméretű (10 m<sup>3</sup>) zengőszoba alkalmas, ha a helyiség határfelületeit hajlítású rezgést végző anyagból (pl. vaslemez) készítjük (1. ábra). Ennek a fajta zengőhelyiségnek az az előnye, hogy benne a hangenergia térbeli eloszlása teljesen egyenletes és mély hangokra sem túl hosszú az utózengési idő. Tekintve, hogy a mérési célokra vagy hangfelvételek mesterséges zengetésére szolgáló zengőszobák méretei eddig több száz m<sup>3</sup>-esek voltak (kisebbséggel nem lehetett jó akusztikai minőséget biztosítani), az új eljárás helykímélési szempontból is előnyös.

Hangelnyelő anyagok mérés technikájában más módosításokat is végeztünk. Ilyen pl. több mérés görbéjének egymásra futtatása, miáltal a kiértékelés gyorsabban és pontosabban történik, mintha külön-külön végzett mérések eredményeiből számítanánk ki (2. ábra). Az imént leírt módszerekkel minden eddig előállított hazai akusztikai elnyelőanyag abszorpciós együtthatóját megmértük és így ezek az adatok a felhasználók rendelkezésére állnak.

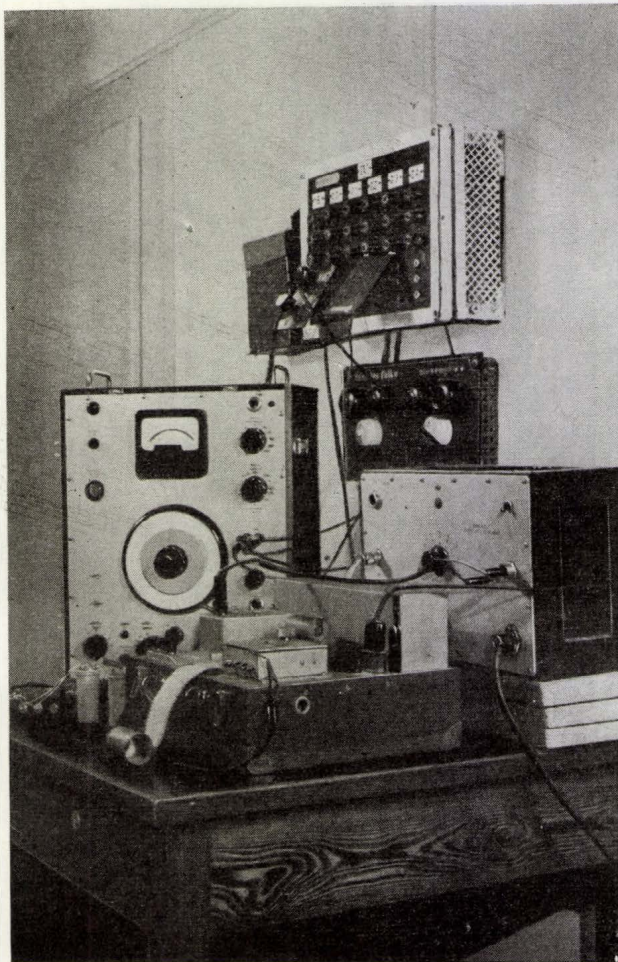
Az akusztikai tervezés terén élénk tevékenységet fejtettünk ki. Meglévő helyiségek átalakításakor előzetes mérések alapján vettük fel az akusztikai adatokat, majd az átalakítás befejezése után ismét méréseket végeztünk a számítások helyességének ellenőrzésére. Ez természetesen nem minden esetben volt keresztyülvíthető. Elő- és utómérésekkel tökéletesen ellenőrzött akusztikai tervezés volt pl. az Erkel Színház átalakítása. Az új állapotban az visszhangok teljesen megszűntek, a hangenergia átlagszintje 8–10 dB-lel javult és a hangenergia eloszlása diffúzabbá vált. Ugyanakkor sikerült a túl kis utózengési időt mintegy 20%-kal felemelni. A színház mai állapotában sem mondható akusztikailag kifogástalannak, mert egyes tervezett átalakításokat (színpadnyílás, földszinti nézőtér, hátsó páholyok stb.) nem végeztek el. A régi állapothoz képest azonban összehasonlíthatatlan javulásról beszélhetünk.

További nagyobb tervek, mint pl. a Népstadion és a moszkvai Lenin Sportcsarnok hangosítása, postai kezelőhelyiségek zajmentesítése, filmműtermek átalakítása, rádióstúdiók építése stb., főként csak utólagos mérésekkel voltak ellenőrizhetők (3. ábra).

A hangfelvételek akusztikai körülményeinek pontos megismerése, ill. ezen keresztül a hangfelvételtechnika tudományos alapokra való helyezése érdekében tett lépés az energiaegyensúlyi felület fizikai sajátosságainak kutatása. A teremben a hangenergia térbeli eloszlása sem nem állandóan csökkenő, sem nem teljesen egyenletes. A hangforrás közelében a szabadtéri terjedés gömbhullámszerűsége uralkodik, a hangforrástól távolabb azonban az energia nem függ a távolságtól. E két különböző természetű tér közötti elválasztó felület az ún. energiaegyensúlyi felület. Megállapítottuk, hogy ez a határfelület közvetlen és közvetett méréssel egyaránt meghatározható, hogy a kétféle módon nyert eredmény elég jól egyezik és hogy a mikrofonnak a felülethez viszonyított elhelyezése nagyban befolyásolja a felvétel akusztikai tulajdonságait.

Az ultrahangfizika terén kezdetben elsősorban intenzitásmérési módszerek kidolgozását tekintettük főfeladatunknak. Ki is dolgoztunk néhány olyan eljárást, amelyek az addigi irodalomban kevésbé tökéletesek, vagy éppen ismeretlenek voltak. Egyik eljárásunk a sugárnyomás mérésére szolgáló kúpos tányérű mérleg, amely más kivitelen korábban is ismert volt és amelynek azóta egy még jobb változatát készítette el a braunschweigi Fizikai-Technikai Vizsgálóintézet. Egy másik eljárásunk differenciál-kalorimetriás módszer, amely igen pontos, de csak laboratóriumi körülmények között használható. Kidolgoztunk továbbá különféle kémiai változásokon alapuló indikációs eljárásokat is.

Az ultrahangok fókuszálására újfajta lencsetípusot dolgoztunk ki. Ismeretes, hogy  $n \lambda/2$  vastagságú lemezen a rezgési energia áthatol, míg az  $(2n + 1) \lambda/4$  vastagságúakon áthaladás közben nagy veszteséget szenved.



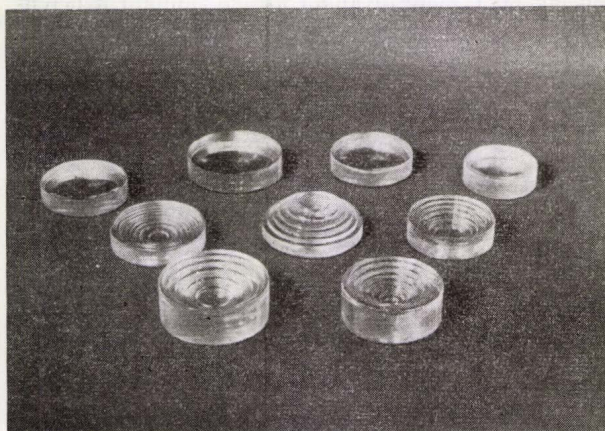
2. ábra. Utózengési görbék egymásra futtatása céljára összeállított kísérleti berendezés. Erősítő, hanggenerátor, késleltető jelfogó és szintíró





3. ábra. Terveink szerint zajmentesített postai kezelőhelyiség. A hangelnyelőanyagok és rezonátorok a falakon és a mennyezeten vannak elhelyezve

Ha egy lencséből ezeket a vastagságokat koncentrikusan kihagyjuk, az energiaátvezetés nagymértékben javul. Tovább javítható a helyzet, ha a lencse görbülete is elmarad és koncentrikusan felépített lépcsős „zónalencsét” készítünk. Az ilyen fajta lencse tulajdonképpen hullámvezető rendszer és fókuszozása egészen más elv alapján magyarázható, mint az optikai lencséké (4. ábra).



4. ábra. Műanyagból készült ultrahang lencsék. Részben klasszikus kivitelben, részben az általunk kidolgozott zónalencse alakban

Alapos vizsgálatsorozatot végeztünk hártyák átteresztőképességének ultrahanggal történő befolyásolására. Megállapítottuk, hogy az ultrahang részben a hártyában idéz elő reverzibilis vagy irreverzibilis változást, de egyúttal változó nyomása és sugárnyomása révén a molekuláknak a hártyán való áthatolását is befolyásolja. Sikertült az ultrahangnak a hatás elérésében résztvevő tényezőit különválasztani és az egyes tényezők szerepét kvantitatíve is tisztázni. Minden kétségen felül igazolást nyert az a régóta vitatott tény, hogy az ultrahang sugárzásnak diffúzió-növelő hatása van.

Egyéb vizsgálataink közül kiemelhető még az ultrahang keresztirányú vizsgálata. Állóhullámú fáziseltolásmentes térben különböző irányú eredő rezgések keletkeznek, haladóhullámú térben és  $\pi/2$  fáziseltolású állóhullámú térben pedig forgómozgás is keletkezik. Ezeknek a mikrocentrifugáknak különleges hatásuk lehet az élő sejt szerkezetére. Vörösvérsejtek hemolízisét már közönséges állóhullámú keresztirányban is hamarabb lehet létrehozni, mint közönséges hangterben.

Az ultrahangok ipari alkalmazása terén végzett munkáról csak néhány címszót említettünk. A szeszes italok érlelése ultrahanggal, teljesen kidolgozott és a gyakorlatban is bevált, sőt alkalmazott eljárásunk. Festékanyagok diszpergálásával és a festés minőségének ultrahangos befolyásolásával több műegyetemi intézettel karöltve foglalkoztunk. Az eredmények itt is indokolnák az ipari alkalmazás bevezetését. Szálló cementpor akusztikus energiával történő lecsapása és visszanyerése nem hazai ötlet ugyan, de elég korán, már 1951-ben eredményes kísérleteket végeztünk vele és bevezetését javasoltuk. Égés hatásfokának növelése akusztikus energiával szintén megoldható feladatnak látszik előkísérleteink szerint. Vízlágyítási kísérleteink azt mutatják, hogy az aránylag kis lágyulási százalék nem teszi indokolttá az ultrahang eljárás bevezetését vegyi megoldások helyett.

Biológiai hatások vizsgálata alapján hatóanyagkinyerési eljárást dolgoztunk ki az oltóanyagtermelő ipar részére. Baktériumroncsolási kísérleteink során megállapítottuk, hogy ebben a kavitáción kívül a mechanikus dörzsölő hatás is szerepet játszik. Állatkísérletekkel kimutattuk, hogy az ultrahang kis adagokban egyes szervek működésére serkentőleg hat és pl. jelentős növekedésgyorsulást idéz elő. Saját kísérleteinken kívül számos esetben nyújtottunk más intézetek részére is besugárzási segítséget egy-egy részletkérdés eldöntése érdekében.

A felsorolt eredmények bár nem teljes, de átfogó képet nyújtanak a hányatott múltú Akusztikai Csoport munkájáról. Remélhetőleg, most már a töretlen fejlődés szakasza következik és a következő tíz évben még eredményesebb munkáról számolhatunk be.

Tarnóczy Tamás

## A KÜLFÖLD HÍREI

Az Egyesült Államok Atomenergiabizottságának 50 000 \$-os Enrico Fermi-díját 1958-ban Wigner Jenőnek, a Princetonban élő magyar származású fizikusnak ítélték „a magfizika, az elméleti fizika, a magreaktorok fejlesztése és az atomenergia gyakorlati alkalmazása terén végzett munkájáért.” Az Atomenergiabizottság tanácsadó testülete egyhangúan Wignert jelölte a díjra, s az ajánlást Eisenhower elnök is támogatta. A tanácsadó testület nyilatkozata szerint az Egyesült Államokban „ma nincs olyan ember, aki jobban volna tájékozva a reaktorfejlesztési programról, s aki többet tett volna e program megvalósításáért, mint dr. Wigner”. A díjat átnyújtó John A. Mc Cone, az Atomenergiabizottság elnöke kiemelte, hogy a második világháború alatt Wignernek döntő szerepe volt az atombomba céljára plutoniumot termelő reaktorok tervezésében. (New York Times)

\*



A „Tengeri Farkas” magenergiával hajtott tenger-alattjáró 60 napot töltött egyfolytában a tenger színe alatt, s ezzel új rekordot állított fel. Az eddigi rekordot a „Nautilus” tartotta (31 nap). (Science)

\*

A Cambridge Philosophical Society Abdus Salamot a londoni Imperial College alkalmazott matematika professzorát Hopkins-díjjal tüntette ki a paritás meg-nem-maradásával kapcsolatos elméleti fizikai vizsgálataiért. (Nature.)

\*

Az Európai Atommagkutatói Szervezet (CERN) 1959. évi költségvetése 55 000 000 svájci frankot tesz ki. A Genf melletti Meyrinben működő intézet 600 MeV-os szinkrociklotronját 1957. augusztus 1-én helyezték üzembe. Ezzel a berendezéssel sikerült nemrég első ízben kimutatni a  $\pi$ -mezon jólismert  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  bomlása mellett a másik bomlási módot, a  $\pi$ -mezon  $\beta$ -bomlását. Ez a kísérlet fundamentális jelentőségű a gyenge bomlási kölcsönhatások általános elmélete szempontjából. Az intézet épülőben levő 25 GeV-os szinkrociklotronja előreláthatóan 1960-ra, az eredetileg kitűzött határidőre fog elkészülni. A CERN elnökevé újból a francia F. de Rose-t választották, alelnökké pedig W. Heisenberget (NSzK) és M. J. Willemset (Belgium). (Nature)

\*

A Nature c. angol folyóirat írja: „Az oroszból fordított, válogatott dolgozatokat tartalmazó folyóiratok megjelenése az orosz tudományos és technikai irodalom növekedő fontosságát mutatja. E folyóiratok sorának legújabb tagja az Electric Technology, U.S.S.R., amely a vezető orosz erőáramú elektrotechnikai folyóirat, s egyben a világ egyik legrégebben alapított elektrotechnikai folyóirata, az Elektricsesztovo cikkeinek fordítását tartalmazza. ... Az Electric Technology, U.S.S.R. folyóiratot örömmel üdvözljük az elektrotechnikai folyóiratok sorában.”

\*

H. S. W. Massey-t, az angol Királyi Társaság tagját „Royal Medal”-al tüntették ki. Massey kutatásai az elektronok és atomok ütközéseivel, a magok kötési energiájával, a negatív ionok fizikájával és az ionoszféra kérdéseivel foglalkoztak. Mott-tal együtt „Theory of Atomic Collisions” címmel, Burhop társaságában pedig „Electronic and Ionic Impact Phenomena” címen írt könyvet. Mindkettő alapvető, összefoglaló mű az illető szakterületen. (Nature)

\*

Lapunk 1958. októberi számában már beszámoltunk olvasóinknak a Planck 100-ik születésnapja alkalmából Berlinben és Lipcsében tartott ünnepségekről ill. tudományos összejövetelekről. Az Uszpehi Fizicseszkih Nauk novemberi száma D. D. Ivanenko, a magyar kollégák előtt jól ismert kiváló szovjet fizikus személyes benyomásokkal gazdagon átszőtt, hosszú beszámolóját közli a Planck-ünnepségekről. Olvasóink bizonyosan érdemesnek találják, ha az alábbiakban néhány szemelvényt közlünk Ivanenko professzor beszámolójából. A beszámoló kiemeli, hogy a berlini ünnepségeken W. Heisenberg „Planck felfedezése és az atomelmélet alapvető filozófiai kérdései” című előadása vonta magára a figyelmet. Az „igen érdekes, mély, de ugyanakkor vitat-

ható gondolatokban gazdag” előadáshoz fűzött megjegyzéseiben Ivanenko rámutat arra, hogy abban „Heisenberg elutasítja magától az ortodox machizmus és a pozitivizmus felfogását”. A továbbiakban ezeket írja a beszámoló: „A platonizmus érdemeinek, a forma és a szimmetriatörvények elsőbbségének hangsúlyozása nem volt meggyőző Heisenberg előadásában. Csodálkozást keltett, hogy az előadásban nem esett szó Planck negatív magatartásáról a machizmussal szemben, valamint az is, hogy Heisenberg nem említette a kvantumelmélettel kapcsolatban a modern dialektikus materializmus filozófiáját, annak ellenére, hogy meglehetősen teljes áttekintést adott a filozófia történetéről.”

A Lipcsében tartott elméleti fizikai kongresszusról szóló beszámoló jelentékeny részét Heisenberg elméletének ismertetése tölti ki. (Erről lásd Marx György cikkét: Fiz. Szle. VIII. évf. 8. sz.) Igen érdekesek a Heisenberg-elmélettel szemben felsorolt ellenvetések. Fierz szerint a Heisenberg új felcserélési törvényei nemcsak a mikroszkopikus, hanem a makroszkopikus kauzalitást is megsértik. Tousehek megjegyezte, hogy a Heisenberg által választott Lagrange-függvénynek csak valós, Majorana-féle spinor esetén van értelme, ekkor azonban nem áll fenn a Pauli-csoporttal szembeni invariancia, s így elvesz az izospinnel való kapcsolat. Tousehek a vákuumnak a Heisenberg által feltételezett elfajulását mesterkéltséggel posztulátumnak tartja és nehézségeket lát az egész izospinű fermionok elméleti leírásában. Heisenberg maga óvott a túlzott reményektől és aláhúzta, hogy az elmélet még a kutatások szakaszában van, s hogy még néhány év kutatómunkájára lesz szükség, míg a felmerülő problémák tisztázódnak. Ivanenko kiemeli, hogy Heisenberg előadását nyugodt optimizmus hatotta át, s megjegyzi, hogy Heisenberg nem tekinti döntő jelentőségűnek Pauli ellenvetéseit, melyeket elméletével szemben az 1958. évi genfi konferencián tett.

Ivanenko beszámolója részletesen foglalkozik Jánossy professzor lipcsei előadásával, amelyben Náray Zsolt, Varga Péterrel és Ádám Andrással együtt elvégzett interferencia-kísérleteiről számolt be.

Ivanenko erről a következőket írja:

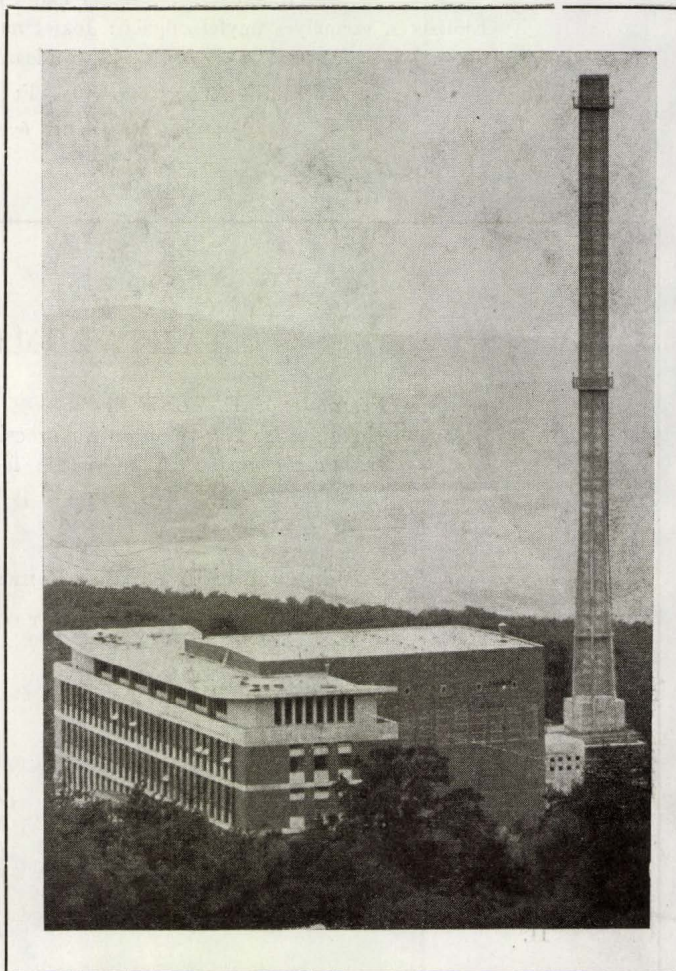
„Jelentős érdeklődést keltett Jánossy Lajos előadása, amelyben a Magyar Tudományos Akadémia budapesti Központi Fizikai Intézetének a föld színe alatt 30 m-es mélységben elhelyezett optikai laboratóriumában munkatársaival (Náray Zsolt, Varga Péter, Ádám András és mások) elvégzett kísérleteiről számolt be. Jánossy azt tűzte ki feladatául, hogy a Michelson-féle interferométer segítségével (melynek karhossza az egyik kísérletben 10 cm, a másikban kb 14 m (!) volt) a szokásos „nagy” intenzitások mellett kapott interferenciaképet összehasonlítsa a rendkívül kis intenzitások esetén adódó interferenciaképpel, mely olyankor áll elő, amikor a berendezésben, hogy úgy mondjuk, egynél kevesebb foton tartózkodik. Az ilyen kísérletek, melyek Sz. I. Vavilov fotokísérleteihez és V. A. Fabrikant és munkatársainak kisintenzitású elektronnyalábbal végzett interferencia-kísérleteihez csatlakoznak, elvi szempontból nyilvánvalóan igen érdekesek. Vajon önmagukkal interferálnak, szemléletesen szólva, a fotonok (elektronok), vagy pedig egymással? A fotonokat speciális fotoelektronsokszorozókkal mutatták ki. Amint Jánossy a hallgatóság élénk figyelmétől kísérve kijelentette, új, precíziós, rekord-pontosságú mérései feltételezésével ellentétben a kvantumelmélet következtetéseivel megegyező eredményre vezettek, ti., hogy az interferenciakép független az intenzitástól. Heisenberg helyeslően nyilatkozott Jánossy kísérleteiről, megjegyezve, hogy ezúttal sikerült a valóságban elvégezni egy egész sor kísérletet, amelyeket korábban csupán mint gondolat-kísérleteket diszkutáltak”



# FIZIKAI SZEMLE

IX. ÉVFOLYAM  
1959.

5.



EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT





**Főszerkesztő: Marx György**

**Szerkesztőbizottság:**

**Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György,  
Mátrai Zemplén Jolán, Somogyi Antal, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre,  
Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós**

**Felelős szerkesztő: Túriné Frank Zsuzsa**

**Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat  
Távbeszélő: 313-388**

**Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.  
Távbeszélő: 111-010 \***

**Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat  
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850**

**Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022.  
Csekkszám: 61257.**

**Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft  
Megjelenik évente tízszer**

## TARTALOMJEGYZÉK

*Pócsa Jenő: E. Torricelli*

*Koltay Ede: Nagyenergiájú részecskegyorsítók új szerkezeti elve*

*D. Voszkoboinik: A nukleáris fegyverek hatásai*

*Szabó János: Elemek, atomok, periodikus rendszer II.*

### A FIZIKA TANÍTÁSA

*Szimán Oszkár: A napállandó mérése vízkaloriméterrel*

### HÍREK — EGYESÜLETI ÉLET

### СОДЕРЖАНИЕ

*Е. Поца: Э. Торричелли*

*Э. Колтаи: Новый конструктивный принцип для ускорения частиц до высоких энергий*

*Д. Воскобойник: Воздействия ядерных оружий*

*Я. Сабо: Элементы, атомы, периодическая система II.*

### ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

*О. Симан: Измерение солнечной постоянной при помощи водяного калориметра*

### ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

### INHALT

*J. Pócsa: E. Torricelli*

*E. Koltay: Ein neues Prinzip der Beschleunigung von Teilchen auf hohe Energien*

*D. Woskoboinik: Die Wirkungen der nuklearen Waffen*

*J. Szabó: Elemente, Atome und das Periodische System II.*

### UNTERRICHT DER PHYSIK

*O. Szimán: Messung der Solarkonstante mit dem Wasserkalorimeter*

### NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

*Címképünk: Elkészült a magyar kísérleti atomreaktor*

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

A kézirat beérkezett 1959. II. 13. Pédányaszám: 1800. Terjedelem: 4 (A/5) ív

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 48404/59 — Felelős vezető: Bernát György



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IX. évfolyam

5. szám

1959. május

## Evangelista Torricelli

„Inter arma silent musae” nem véletlen jelmondata annak a mérhetetlen pusztulásnak, kin és könnytengernek, amit a háborúk indítanak.

A művészet, a tudomány olyan összekötő kapocs, mely időben és térben közel hoz egymáshoz népeket és embereket.

A *Béke Világtanács* kultúránk történeti fejlődésében szerepet játszó tudósok, művészek életének évfordulóiról és munkásságáról minden országban megemlékezni kíván, mert egy-egy ilyen megemlékezés azzal a tudattal, hogy ugyanerről a tudósról, vagy művészről, szerte a világon ugyanebben az időben ezrek és ezrek emlékeznek, egy-egy szimbolikus pillérét szolgáltathatja a népek között felépülő barátság hídjának.

Ennek a gondolatnak jegyében ünnepeltük Torricelli születésének 350 éves jubileumát.

A tudomány, főképpen a természet megismerését és jelenségeit hasznosító természettudomány sajátos kutatási módszereit az emberiség történelmi fejlődése során fejlesztette ki.

A görögök, egyiptomiak, arabok nagy jelentőségű felfedezésekkel és az újkor által igazolt elméletekkel bírtak. Elméleteik természetfilozófiai alapokon nyugodtak, sok esetben kezdetlegeseek, de a fejlődés magvát magukban rejtik. A természettudományok forradalmi és haladónak nevezhető átalakulásai a szellemi megújódásokat és szellemtudományi forradalmakat követően a XVI. század idejére esnek. A nagy földrajzi felfedezések és természettudományi megfigyelések a skolasztikus világszemlélet sírját ásták meg, és előkészítették a talajt a csillagászat és mechanika természettudományos megalapozásának.

Az érintett forradalmi tudományfejlődés Galilei munkásságával célegyenesbe fordul, és a skolasztikus világszemlélet rohamos hanyatlását a kísérleti tényekre támaszkodó természettudományi ismeretek birtokában már csak ideig-óráig lehet feltartóztatni. Erőszakos cselekmények még vissza-visszavethetik, de a XVI. század során

mindenütt születnek már a természettudományos gondolkodásnak megfelelő tapasztalati tényekre épülő és induktív utat követő tudományos megállapítások.

A hatalmas elmék alkotó tevékenységét a társadalmi átalakulások, szellemi áramlatok és a megismerés módszereinek tökéletesedése termékenyíti meg, és a lángelmék alkotásai, amennyire egyéniek is, mégsem értékelhetők önmagukban, csak abban a fejlődési folyamatban, melyben születtek, s melyre hatásukkal, azt előbbre vitték.

Akkor, amikor a XVII. század nagy alkotójának, Torricellinek munkásságát méltatni önmagában is hálás feladat, visszapillantást kell vetnünk a fentebb vázolt folyamatban az őt megelőzőkre, főként azokra, kik a haladást megindították, az arisztotéliszi filozófia egyeduralmát megtörték és a skolasztikus világszemlélet mozdatlan és „mozdíthatatlan” „Föld”-jét mozgásra kényszerítették, és a lezárt, változhatatlan világegyetem korlátait a végtelenbe taszították.

Már Cusanus szerint (1401–1464) a föld a nappa, együtt mindig változó középpont körül kering, mozog.

Leonardo da Vinci (1452–1519) a tapasztalati igazságok, a természeti világ mozgásának lelkes megfigyelője. Kialakulatlan csillagászati és geológiai szemlélete a tényekkel és nem spekulatív igazságokkal felfegyverkezve birkózik a dogmákba kristályosodott régi-vel.

A forradalmat Kopernikus (1478–1543) röviddel halála előtt megjelent munkája hozta meg. Bár világegyeteme véges, bolygói körpályán mozognak, a nap körül keringő bolygórendszer megtalálása vitathatatlan érdeme.

Galilei (1564–1642) előzi meg Torricellit mint tanítómestere az úttörő elmék sorában.

A tapasztalatokon nyugvó fizikai törvények és indukcióra felépített természetismeretért, a modern természettudományos ismeretszerzés módszerének elismeretiséért szívós küzdelembe indult.





Egész sorát állíthatnánk össze azoknak a felfedezéseknek, kísérleteknek, melyek Galileitől származnak.

Közismertek: A lejtőmozgás törvényei. A lejtőn mozgó test sebessége ugyanakkora, mintha a lejtő magasságából szabadon esett volna.

A vízszintes és ferdehajítás tárgyalása nála található már egész hasonló formában, mint most elemi fizikában tanítjuk.

A Galilei hőmérő stb.

Inkább a kevésbé ismertek közül említeném: A levegő súlyát megméri (légszivattyú még nem volt) és víz  $\frac{1}{400}$ -ad részének találja. Megállapítja, hogy a hangmagasság a rezgésszámtól függ, az oktáv kétszeres rezgésszámú.

Kétségtelen, hogy a jövő századok tudományának útpítését a felsoroltak mesgyét vágó tevékenysége megkezdte. Életük munkája, sokszor áldozata az út nyomvonalát a burjánzó tévtanok ellenére kitűzte. A mesgyén döcögve haladó, a nehéz utat bukdácsolva járó úttörők után következő elmék már bátrabban és igazuk biztos meggyőződésével haladhattak előre.

Ma nem egyszer anachronizmusnak érezzük azt a méltatást, melyet a számunkra gyermekkorban természetesen tapasztalt és játszva megtanulható törvények felfedezőinek nehézségeiről szokás elmondani. Nehéz sokszor egy-egy mai középiskolában percek alatt bemutatható kísérletről dicséző elismeréssel nyilatkozni. Ma a tudomány útján, bár ködbevesző egyenesén végigtekinteni szemünk nem is tud, a rajta robogáshoz kutató eszközeink, intézeteink, tudományos képzésünk rendszere biztosítja a közlekedési eszközt. Az út azon a nyomon is kiépült, melynek kilométerköveit a nagy elmék verejtékes munkája véste ki, és cipelte a tudomány haladásának mesgyéjére. Az őserdőt áttörő keskeny mezsgyék megteremtői törölték le a térképek fehér foltjait, s úttörő alkotásuk nagysága és elért eredményük mindig ahhoz a korhoz és a tudomány állásához mérendő.

Evangelista Torricelli 1608. október 15-én Olaszországban született. Születésének helyéül a legtöbb forrásmunka Faenzát jelöli meg. Kétségtelen, hogy kora ifjúságában itt tanult nagybátyjától, Jacopo Torricellitől. A geometriában igen jó eredményt felmutató 18 éves ifjút Benedetto Castelli, Galilei egyik tanítványa, a Római Egyetem matematikai tanára fogadta magához, és több híres matematikussal, köztük Fermat-val ismerkedett meg. Castelli Galilei lelkes tanítványa. Természetes, hogy az ifjú Torricelli olvasta Galilei mechanikai munkáját, és a kutatóvá érett Torricelli maga is mechanikai kérdésekhez nyúlt. Ismeretes, hogy Galilei szabadeséssel foglalkozó munkássága az arisztotelészi filozófia elleni nyilvános sikerrel kezdődött; a pisai ferdetoronnyról leejtett különböző súlyú test egyforma idő alatt esett a földre.

Mikor Galilei műve 1638-ban megjelent, Torricelli 30 éves volt. A mechanikai ismeretek a szabadesésre és a folyadékok áramlására vonatkozólag, mint a fenti példákból látszanak, meglehetősen hiányosak még. A kezdetleges időmérő eszközök mellett az adatgyűjtés bizonytalan, ennek ellenére a ballisztika alapjait Galilei megvetette már, a szabadesés főbb eredményei ismertek voltak.

Torricelli 1641-ben megjelent „Trattato del moto dei gravi” című könyve Galilei dinamikai ismereteit alkalmazza egyensúlyra és gyorsulással mozgó és hajított testek mozgására.

Egyszerű recitálásnál többet nyújt még Galilei által ismert területen is. Egyensúlyi helyzetben levő testek mozgásánál megállapítja, hogy a testek súlypontja sem nem emelkedhetik, sem nem süllyed.

Legjelentősebbet Torricelli Firenzében 1644-ben megjelenő főművében, az „Opera Geometrica”-ban nyújtott. Címe ellenére geometriai és fizikai problémák egyaránt helyet kaptak benne.

A hajítással foglalkozó részben a mai elemi tárgyaláshoz hasonló felbontással megállapítja a parabola-pályákat. Felismeri ezeknek a parabola-pályáknak azt a sajátosságát, hogy az azonos sebességgel, különböző hajlásszöggel elhajlított parabolapályák burkolója ugyancsak parabola.

Az érdekes tétel ma nagyon egyszerűen bizonyítható. Az  $a$  szöggel  $V_0$  kezdősebességgel elhajított test pályaequatione egy kis átrendezéssel

$$F(x, y, \operatorname{tg} a = C) = Cx - \frac{1}{2} \frac{g}{v_0^2} (1 + C^2) x^2 - y = 0$$

$$\frac{\partial F}{\partial C} = x - \frac{g}{v_0^2} x^2 C = 0$$

A két egyenletből kiküszöbölve a  $C$  parametert a burkoló egyenletét

$$y = \frac{1}{2} \frac{v_x^2}{g} - \frac{1}{2} \frac{g}{v_0^2} x^2$$

alakban kapjuk.

A parabola csúcsa a függőleges hajítás magasságában van

$$y_0 = \frac{v_0^2}{2g}$$

az  $X$  tengelyt a  $45^\circ$ -os hajítás távolságában metszi,

$$x_{\max} = \frac{v_0^2}{g}$$

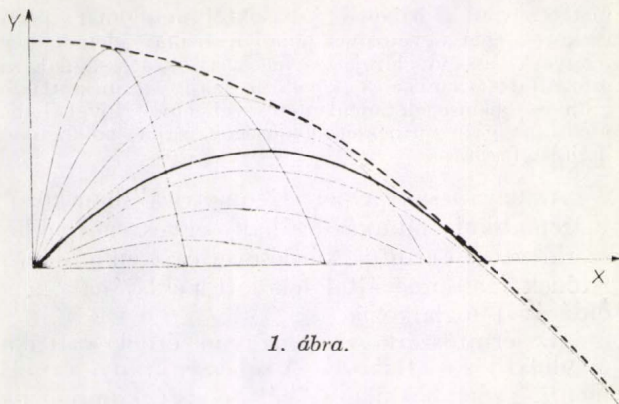
éppen  $45^\circ$  alatt, a  $45^\circ$  feletti szögeknél az  $X$  tengely felett a  $45^\circ$  alatti szögeknél az  $X$  tengely alatt érinti a hajítási parabolákat. (1. ábra).

Torricelli tanítómestere, Castelli a csőben áramló folyadékok sebességére a sebesség keresztmetszet közötti fordított arányosságot ismeri. A nyíláson át kiömlő folyadék sebességének megadása és a Torricelli-féle kiömlési törvény megállapítása Torricelli munkájában megtalálható.

Ha Torricelli eredményét a korába visszavetítve akarjuk megmérni, akkor a módszerről is jó pár szót kell szólni, mert módszere az, amely mindenekfelett értékes. A törvények tapasztalatai törvények és megfigyelések eredményei. Illusztrációképpen álljon itt néhány megállapítása:

A víz, mely egy vízzel töltött edény oldalnyílásán ömlik ki, parabola alakú vízsugarat ad; a kiömlő víz a hajítás törvényeit követi, pályalakja ugyanaz, mint az elhajított testé. Rögzíti azt a demonstrációban is gyakran bemutatott tényt, hogy az edény oldalfalán kiömlő folyadéksugár legmesszebb azon a nyíláson lövell, amely a vízszintes alapsík és a folyadékszint között fele





magasságban van, e fölött a kitüntetett nyílás felett és ez alatt a nyílás alatt egyenlő távolságban levő nyílásokból kiömlő folyadéksugár a vízszintes alapsíkot egyenlő távolságban éri.

Szélsőérték számolás nélkül is nagyon egyszerű ennek a ténynek kimutatása az említett Torricelli kiömlési törvényt használva:

A nyíláson át kiömlő folyadék sebessége független a folyadék sűrűségétől és pontosan akkora, mintha a folyadék felszín magasságából szabadon esett volna.

$H$  szintnívó a vízszintes sík felett, melyen a kiömlő sugárív távolságát mérjük (2. ábra). A függőleges koordináták kezdőpontjául a  $\frac{H}{2}$  magasságú kiömlőnyílást választjuk, akkor  $\frac{H}{2} \times Y$  magasságból kiömlő folyadék

$$v_0 = \sqrt{2g \left( \frac{H}{2} + y \right)}$$

sebességgel indul és mint a vízszintes hajítás elemi ösz. szefüggéseiből nyerhető

$$x = 2 \sqrt{\left( \frac{H}{2} \right)^2 - y^2}$$

független az  $y$  előjelétől és maximumát  $y = 0$ -nál éri el.

A Torricelli-törvényből nagyon egyszerűen számolhatók az általa megállapított és kísérletekkel igazolt törvényszerűségek és kijelentések.

Azonos felületű nyílásokon azonos idő alatt kiömlő folyadékmennyiségek az edény nyílásától mérhető szintnívó négyzetgyökével arányosak.

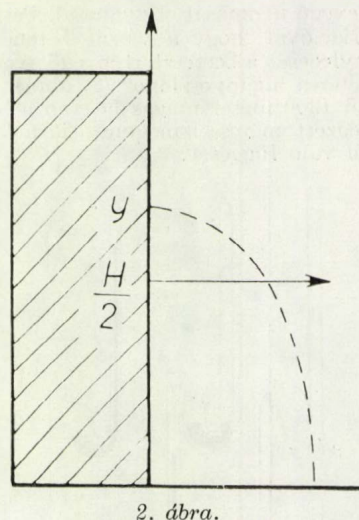
Az idők, melyek alatt egy egyenlő keresztmetszetű edényből a folyadék azonos nyíláson kiömlik, a szintnívó négyzetgyökével arányosak.

Az edény alján levő nyíláson kifolyó folyadékmennyiségek aránya a páratlan számok arányával egyenlő, ha olyan egyenlő időintervallumokban mérjük, mely alatt az utolsó adag kifolyik. (Ismételt kísérletben ez megmérhető.)

Torricelli arra is rájött ennek kapcsán, hogy a szökőkútból felszökő víz a folyadéknívó magasságáig felszökne, ha nem akadályozná egyéb hatás.

A felsoroltak a fizika történetében a hidrodinamikai vizsgálatoknak első csirái. A korszakalkotó felfedezése Torricellinek a barométer feltalálása és a levegő nyomásának mérése.

Már az ókorban fejlett ismeretekkel bírtak a hidrosztatikában, ismerték a vízszivattyúkat, vízvezetéseket építettek. Galilei ismert tapasztalati tényeket, hogy a



víz nem képesek felszívni 10 méternél magasabbra. Az ókoriaktól átvett magyarázat a „horror vacui” erre a tapasztalati tényre már nem adhatott semmi magyarázatot. Galilei ugyan odáig eljutott, hogy a „horror vacui”-nak, az „ürestől való félelemnek” határa van és a tízméteres vízoszlop súlyát képes még megtartani. A „horror vacui” határerejét megmérendő azt a kísérletet javasolja, mellyel ma is szokás elemi kísérletekben demonstrálni: A levegő nyomását tökéletesen lezáró dugattyú kiszakításánál fellépő erőhatást megmérhetjük olyan dugattyúval, melyet egy hozzá tökéletesen illő hengerbe szorítunk bele. Az okoskodástól már csak néhány teljesen logikus lépés vezetett a jelenség felismeréséhez.

Torricelli arra gondol, hogy a levegő nyomása nyomja fel a vizet az „üres” csövekbe, a levegő nyomásával a kb. 10 méter magas vízoszlop nyomása tart egyensúlyt, tovább azután kiszámítja, hogy az akkori ismeretek szerint 15-ször súlyosabb higany folyadékból 15-ször kisebb oszlop súlya egyensúlyozza ki ugyanazt a légnyomást. Gondolatát Vivianival közli, és ő végzi el először az általunk Torricelli-kísérlet néven ismert bemutatást. A higany a megtöltött csőben háromnegyed méter magasságra szállt alá a várakozásnak megfelelően. A Galileitől származó gondolat, hogy egy előállított légüres tér az, amely egy meghatározott erőt fejt ki, Torricelli számtalanszor megismételt kísérlete után helyes magyarázatot nyer, nem a tér gyakorol vonzást, hanem a szabad felszínre a levegő fejt ki nyomást.

A higanyoszlop kismértékű ingadozásából felismeri a helyes magyarázatot, a levegő változó nyomása tart egyensúlyt a higanyoszlop nyomásával, a misztikus erő, a „horror vacui” a megmagyarázhatatlan természetfelettségből igen kézenfekvő jelenségekkel magyarázatát leli.

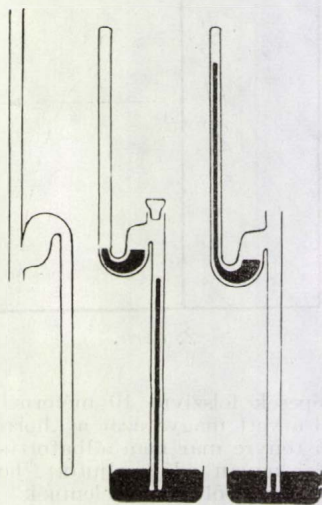
1644. június 11-én Riccinek Párizsba írt levelében közölte kísérletét és magyarázatát, aki Mersenne-nel közli azt. A szenzációként ható eredményre Mersenne Firenzébe utazik, és személyesen győződik meg a valóságról.

Pascal valószínűleg Mersenne-től értesül Torricelli kísérletéről. A kísérletet 46 láb hosszú, vízzel és vörösborral töltött csővel is megismétli, s a várt eredménnyel



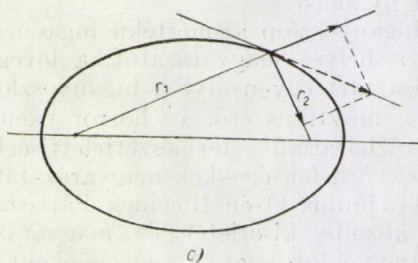
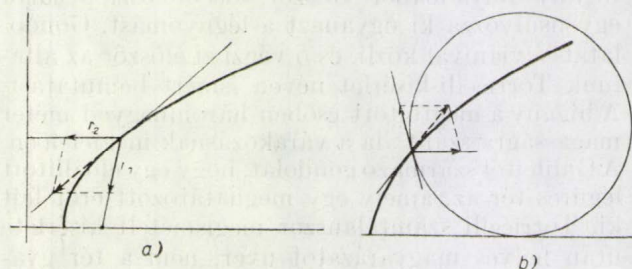
igazolja a levegő nyomását. Ugyancsak Pascal kiegészíti azzal a variációval, hogy a vázolt berendezéssel megmutatja ténylegesen a beeresztett levegő nyomása nyomja fel a  $\frac{3}{4}$  méteres higanyoszlopot (3. ábra).

Ugyanő 1300 méter magas hegyen a hegy alján és tetején elvégzett méréssel megmutatja a levegőnyomás magasságtól való függését.



3. ábra.

Torricelli egyszerű kísérlete két nagyjelentőségű technikai felfedezés csirája. Légüres tér áll elő, és megszületik a barométer. Ha a ma fizikájából és technikájából pillanatra kitörölnénk ezt a két dolgot, nemcsak tudományágakat törölnénk le a technikai tudományok fáiról, hanem alapos erdőirtást követnénk el a leggyakorlatibb élet technikai vívmányaiban. A vákuumtechnika és meteorológia tudományok magja ebből az alapvető kísérletből csirázott ki.



4. ábra.

A Torricelli által felismert eszköz Pascal, Mariotte, Guericke kísérleteivel kiegészítve a levegő nyomásának mérési lehetőségét adja, de kiderül az időjárás és légnyomásjelenségek közötti összefüggés is. A tudományos

meteorológia a babonás jóslásoktól most már mérőeszközök igénybevételével halad a fizikai jelenségekkel magyarázható időelőjelzés felé a titokzatosságnak kiszolgáltatott ember a körülötte zajló természettudományos jelenségek megismerésével emelt fővel halad afelé, hogy a természet jelenségeit saját boldogulása ígájába fogja.

Az ugyancsak „Opera Geometrica”-ban közölt matematikai munkásságában egyes görbékhez szerkeszthető érintők kérdésével és a ciklois területének Mersenne által feladott példájának megoldásával foglalkozik.

Az érintőszerkesztés nagyon érdekes fizikai gondolathoz csatlakozik. A sebesség iránya érintőmenti, ezért ha sikerül két sebességkomponenst vagy ezzel arányos vektort szerkeszteni az adott alakú pálya egy pontjában, ezek eredőjének iránya az érintő irányát szolgáltatja.

Parabolánál, hiperbolánál, ellipszisenél a vezérsugarak szögfelezője adja az érintőt, lévén rendre a vezérsugarak irányába eső sebességkomponensek egyenlők, eredőjük tehát a szögfelezőt jelöli ki. Parabolánál (4a ábra)

$$r_1 = r_2$$

$$\frac{dr_1}{dt} = \frac{dr_2}{dt}$$

a radiuszvektormenti komponensek értéke.  
Ellipszisenél, ill. hiperbolánál (4c ábra)

$$r_1 \pm r_2 = \text{const.} \text{ miatt } \frac{dr_1}{dt} \pm \frac{dr_2}{dt} = 0 \text{ lévén } r_1 \text{ ill. } r_2$$

irányú sebességkomponensek megint egyenlők eredőjük szögfelező irányba esik. A gondolatot felhasználva a gördülő kör egy pontjának sebessége a ciklois pályán a vízszintes haladási és középpont körüli forgása egyenlő nagyságú sebességkomponensekből tehető össze így a ciklois érintője is szerkeszthető (4b ábra).

A ciklois akkor „trochoid” néven szereplő görbe alatti terület is egyszerűen számolható és egyszerű eljárást adott meg rá.

Ha a származtatásnál az  $\alpha$  szöggel elgördített kör kijelölt  $P$  pontja leírja a cikloist, akkor a (5. ábra) szerint megszerkesztett  $S$  pont az  $A$  koordináta kezdőponttal az  $x = r \cos \alpha$   $y = r - r \cos \alpha$  által megadott cosinus görbét írja le. Az ábrán  $PS = P'S'$  triviálisan leolvasható összefüggés miatt az  $S$  pontok által meghatározott cosinusvonal és ciklois közötti terület éppen a félkör területe:

$$T_1 = \frac{r^2 \pi}{2}$$

Ugyancsak az ábrára vetett pillantás meggyőző bennünket arról, hogy a  $T_2$  területe az  $ABA'$  háromszög területével egyenlő, vagyis  $r^2 \pi$ . A ciklois görbe alatti terület e kettő összegének kétszerese  $3 r^2 \pi$ .

Torricelli a feladat megoldásának közreadása után Robervallal keveredik nagy prioritási vitába, aki ugyanezt a feladatot 7 évvel előbb közölte, és ezért Torricellit plágiummal vádolja meg. A méltatlan vádat Torricelli visszautasítja, de a támadás az elnyúló vita tanúsága szerint nagyon bántotta.

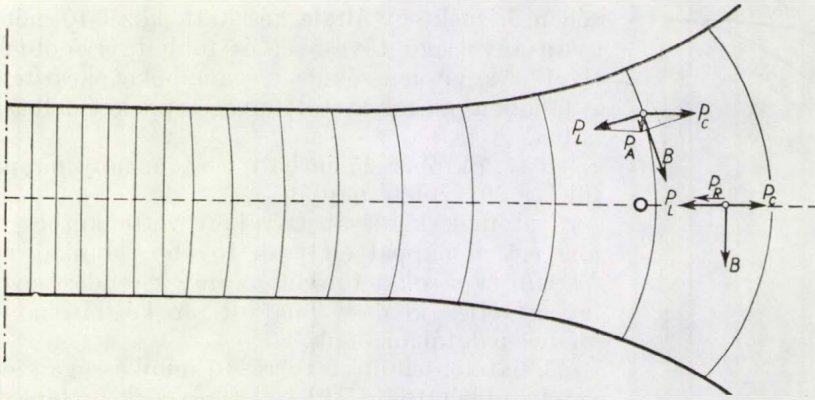
A teljesség kedvéért megemlékezem még Torricelli „Lezioni Accademiche” című munkájáról, melyet a római Accademia della Crusia adott ki, filozófiai kérdésekkel foglalkozik.

Galilei kísérleti tapasztalatokon nyugvó, de kora skolasztikus kötöttségei közt sok-sok ellent-









1. ábra. Mágneses fókuszálás a gyorsító mágneses terében.

$$\left( B = B_0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^n; \quad 0 < n < 1 \right)$$

A kör a stabil pályát jelzi.  $P_L$  a Lorentz erő,  $P_C$  a centrifugális erő,  $P_A$ , illetve  $P_R$  pedig a stabil pályáról kilépett részecskére ható axiális, illetve radiális fókuszáló erők.

mozgó részecske pályájának stabilitásával fogunk foglalkozni. Egyszerűség kedvéért olyan feltevés-sel élünk, hogy a részecske energiája néhány kör befutása alatt nem növekszik jelentős mértékben.

A fenti feltételeknek megfelelő részecske a mágneses térben ideális esetben stabil körpályán fut. Mivel azonban különböző szisztematikus és véletlen okok következtében a részecske ezt a pályát elhagyhatja, a mágneses tér megfelelő kialakítása révén gondoskodnunk kell arról, hogy a stabil pályáról kilépő részecskére visszatérítő erők has-sanak. Ezt a célt elérhetjük, ha a mágneses tér intenzitása növekvő sugárral

$$B = B_0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^n$$

szerint csökken. A fellépő fókuszálás mechanizmusának áttekintésével a  $n$  értékére is becslést nyerhetünk az alábbiak szerint.

a) A stabil pályán a részecskére ható Lorentz-erő a centrifugális erővel egyensúlyban van. A stabil pályáról radiális irányban kilépő részecske abban az esetben tér vissza a pályára, ha rá a kitéréssel ellenkező irányú erő hat, ha tehát a mágneses tér lassabban csökken a sugárral, mint a centrifugális erő. Mivel utóbbi  $1/r$ -rel arányos, ez a követelés azt jelenti, hogy a radiális irányban történő fókuszálás feltétele  $n < 1$ .

b) Az axiális irányban kitérő részecskére az 1. ábrán látható módon a stabil pálya síkja felé irányuló erő hat, ha a tér inhomogén. Ez az erőhatás a tér inhomogenitásával nő, így azt mondhatjuk, hogy az axiális fókuszálás annál intenzívebb, minél nagyobb a tér inhomogenitását jellemző  $n$  kitevő. Az axiális fókuszálás feltétele tehát az, hogy  $n > 0$  legyen.

Az a) és b) feltételek együttesen úgy teljesíthetők, ha teljesül

$$0 < n < 1.$$

A radiális és axiális fókuszáló erők első közelítésben az egyensúlyi helyzettől való távolsággal arányosak és a kitéréssel ellentett irányúak. Eszerint a stabil pályáról kilépő részecske a fókuszáló erők hatása alatt nem tér vissza közvetlenül az eredeti pályára, hanem radiális, illetve axiális irányban e pálya körül oszcillációkat végez. A probléma kvantitatív tárgyalásánál kiadódik [7.], [5.], hogy a két egymásra merőleges irányban különböző

$$f_z = \sqrt{n} f_0, \quad \text{illetve}$$

$$f_r = \sqrt{1 - n} f_0$$

frekvenciájú rezgés lép fel, továbbá, hogy a megfelelő amplitúdók a frekvenciával fordított arányban vannak. ( $f_0$  a körmozgás frekvenciáját jelenti.)

Előbb mondottakból az következik, hogy az említett (úgynevezett betatron-) oszcillációk amplitúdója a vázolt fókuszálás mellett nem tehető tetszőlegesen kicsivé, minthogy  $n$ -nek a szűk  $0 < n < 1$  intervallumba kell esnie, továbbá, hogy a radiális amplitúdó csökkentése csak az axiális növekedése árán érhető el, és viszont. Ez a körülmény minimalja a mágnes légrésének szélességét, szinkrotronoknál pedig az átmágnesczendő légrés térfogatát is, tekintettel arra, hogy a kamra méreteit megfelelő biztonsággal nagyobbra kell méretezni az oszcillációk amplitúdójánál. Csak így kerülhető el a gyorsítandó nyaláb intenzitásának gyakorlatilag nullára való csökkenése.

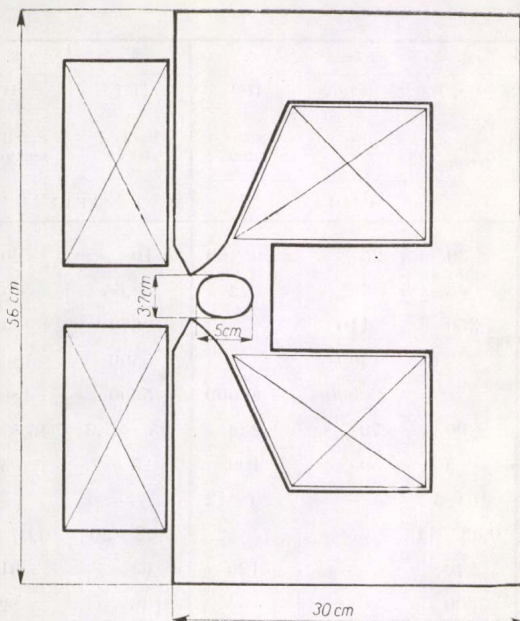
A  $0 < n < 1$  feltétel teljesítésével jellemzett gyengén fókuszáló berendezéseknél a radiális és axiális amplitúdók s így a vákuumkamra megfelelő méretei igen nagyoknak adódnak (pl. a dubnai intézet szinkrofazotronjánál a kamra radiális mérete 200 cm, axiális mérete 36 cm). Az erős fókuszálási elv segítségével mindkét irányban egyszerre nagymértékben növelhető a fókuszálás, s így azonos végenergia esetén jelentősen csökkenthető a felvett össz-elektromos teljesítmény, s a mágnes felépítéséhez szükséges vasanyag tömege. A kisebb amplitúdókkal természetesen az is együtt jár, hogy a nyaláb intenzitása várhatóan nagyobb, iránya pedig jobban definiált, mint gyenge fókuszálás esetében.

### III. Szinkrotron erős fókuszálással

Courant, Livingston és Snyder idézett közleményükben [5.] eltérve a szokásos  $n \sim 0,5$  kompromisszumtól a következő eljárást vezetik be a fókuszálás mindkét irányban egyszerre történő növelésére.

Készítsük úgy a gyorsító mágnesét (a következőkben határozottság kedvéért szinkrotronról beszélünk), hogy abban  $n$  az azimutszögtől függjön: a szinkrotron gyűrű alakú mágnesét osszuk





2. ábra. 30 BeV-es PFCG gyorsító E-mágnesének radiális síkmetszete. A pólusok közti ellipszis a vákuumkamra méreteit szemlélteti. [5].

fel  $N$  egyenlő nyílásszögű szektorra. A páratlan sorszámú szektorokban legyen  $n = n_1$ , a párosokban pedig  $n = n_2$ . A két különböző  $n$ -et válasszuk meg úgy, hogy a II.-ben leírt gyenge fókuszálás esetében  $n_1$  igen erős axiális fókuszálást hozzon létre erős radiális defokuszálás mellett, és viszont; legyen tehát  $n_1 \gg 0$  és  $n_2 \ll 0$ . Ilyen periodikusan változó  $n$  esetében a pályára felírható differenciálegyenletrendszer megoldásából a következő eredményeket nyerjük.

1. A pálya maximális stabilitása érdekében  $n_1 = -n_2$  követelményt kell kielégítenünk az  $n$ -ek megválasztásánál. A következőkben az  $|n| = n_1 = -n_2$  jelölést használjuk.

2. Ilyen esetre  $N$  és  $n$  között a következő összefüggés áll fenn:

$$|n| = \frac{N^2}{16}$$

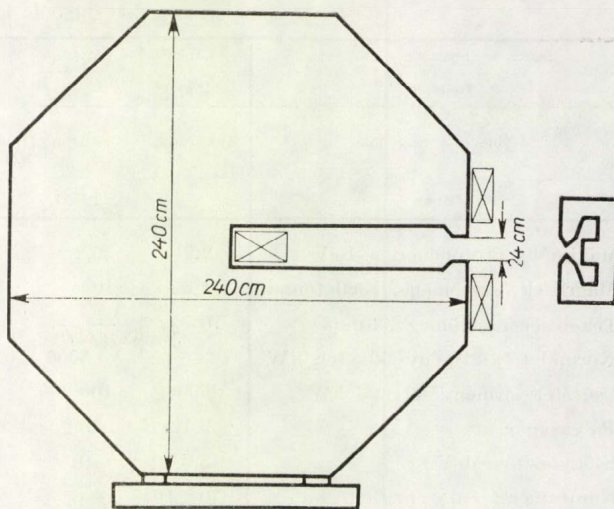
3. A betatronrezgések frekvenciája a két egymásra merőleges síkban egyenlő, s a fenti esetre

$$f_z = f_r = \sqrt{|n|} \frac{f_0}{2} = f$$

által van megadva.

Látható, hogy  $n_1$  és  $n_2$  megfelelő megválasztásával  $f$  tetszőlegesen nagyra tehető. Ez az előbb mondottak szerint arra az eredményre vezet, hogy az axiális és radiális irányú rezgések amplitúdóját tetszés szerinti értékre csökkenthetjük  $n$  megfelelő nagyra választása útján.

A mágneses tér megkívánt gyors sugármenti csökkenését a gyengén fókuszáló szinkrotronokban használatos C alakú mágnesekkel általában nem lehet biztosítani.<sup>1</sup> Ezek helyét az erős fókuszáló



3. ábra. A 2,9 BeV-es PFCG kozmotron C mágnes [8]. Összehasonlításként azonos léptékben feltüntetjük a 30 BeV-re tervezett [5] gyorsító E mágnesét.

rendszerekben többnyire az E-mágnesnek nevezett hárompólusú mágneskörök veszik át (2. és 3. ábra). Itt a két szemben álló pólus derékszögű hiperbola, melynek egyik aszimptotája a sugár irányába mutat. A másik aszimptotát a mágneskör semleges vonalában fekvő harmadik pólus képezi, alkalmazása révén a mágneses tér az aszimptoták metszéspontja által kijelölt koordináta-kezdőpontban 0-ra csökken. A pólusok pontos alakját általában modellmérésekkel szokás meghatározni.

Az  $n$  előjelének váltakozását legegyszerűbben úgy lehet elérni, hogy az E-mágneseket váltakozva befelé, illetve kifelé mutató semleges pólussal helyezzük el a körpálya mentén.

Az új elv alkalmazásával nyerhető eredmények szemléltetésére az 1. táblázat első két hasábjában gyengén fókuszáló protonszinkrotronok technikai adatait hasonlítjuk össze a tervezett, illetve építés alatt álló erősen fókuszáló berendezések megfelelő adataival [12.]. A közölt adatokból szembetűnő, hogy erős fókuszálás révén nagymértékben csökken a gyorsítás alatt álló nyaláb keresztmetszete. Ezzel együtt a berendezés fő méretei és elektromos teljesítmény-igénye is lényegesen csökken: az erős fókuszálási elv megoldja a bevezetésben vázolt nehézségeket, s további nagymérvű fejlődést tesz lehetővé az igen nagy energiájú gyorsítóberendezések területén.

#### IV. Új gyorsító típusok

Az új fókuszálási eljárás nemcsak a protonszinkrotronokkal reálisan elérhető maximális energiahatárt tolta ki, hanem lehetőséget teremtett olyan gyorsítótípusok kialakítására is, melyek az eddigiek működésével szemben lényeges egyszerűsödést mutatnak. Az új berendezések működés-

<sup>1</sup> A gyengén fókuszáló berendezéseknél  $\frac{dB}{dr} \sim 20 - 60$  Gauss/cm rendű. Ezzel szemben pl. az I.

táblázat 4. sorszámú berendezésénél az  $|n| = 3600$  érték kb. 4300 Gauss télerő csökkenést jelent 1 cm-nyi sugárnövekedés esetén.



I. táblázat.

Sorszám	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.
Irodalom	[8]		[3]	[5]	[9]	[10]	[11]	[11]
Elnevezés, megjelölés	Kozmotron	Bevatron	Szinkro- fazotron (Dubna)	Courant Livingston Snyder	CERN	Szovjet- unió	Radiál- szektor	Spirál- szektor
Típus	PFCG			PFAG			FFAG	
Maximális protonenergia BeV	2,9	6,2	9	30	25	50—60	10	20
Mágnesek össztömege, 1000 tonna	1,65	10	30	—	3,2	22	9,65	—
Tekercsek össztömege, tonna	70	—	6000	350	110	—	670	—
Normál teljesítmény felvétel, kW	—	5000	—	—	1500	—	5500	1800
Csústeljesítmény felvétel kW	26000	100 000	140 000	—	28 000	100 000	5500	1800
Pályasugár m	9,12	15,2	28,0	90	70	236	95—97,3	46,8—50
Előgyorsítás MeV	3,6	10	9	5	50	100	5	5
Kamraméret cm × cm	70 × 16	—	200 × 36	5 × 3	—	20 × 12	—	—
B-min—B-max kGauss	0,3—14	—	0,15—13	0,03—11	—	?—12	0,2—20	0,07—14
Szektorszám N	1	1	1	240	—	120	64	31
n illetve  n	0,6	—	0,55—0,7	3600	—	—	36	82,5

nek és tulajdonságainak vázolása előtt rendszerez-  
zük a régi gyorsítótípusokat a bennük alkalmazott  
mágneses terek jellege szerint. Működésük más  
részletkérdéseivel, gyorsítási mechanizmusukkal,  
a fázisfokuszálás problémáival stb. itt nem foglal-  
kozunk, ezekkel kapcsolatban az irodalomra uta-  
lunk [4.], [13.]. A 2. táblázatban az itt közölt  
rendszerezést foglaljuk össze.

Időben állandó intenzitású, konstans gradiensű  
( $\frac{\partial B}{\partial \varphi} = 0$ ) mágneses térrel működik a ciklo-  
tron, a relativisztikus tömegnövekedés hatását  
a gyorsítófrekvencia időben történő csökkenésével  
kompenzáló szinkrociklotron, s a rela-

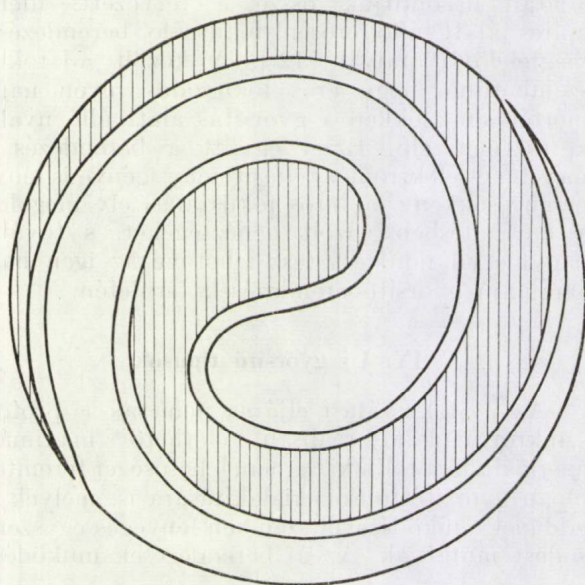
tivisztikus határ fölött is fix frekvenciával működő  
spiratron.<sup>1</sup> A gyorsítók ezen csoportját az  
irodalomban FFAG-berendezéseknek nevezzük  
(fixed field-constant gradient).

Időben pulzáló intenzitású, konstans gradiensű  
mágneses térrel működik a betatron, a  
szinkrotron és a protonokat gyorsító  
szinkrofazotron, az úgynevezett PFCG  
(pulsed field-constant gradient) berendezések.

II. táblázat

Rendszer	Típus
Ciklotron Szinkrociklotron Spiratron	FFCG
Betatron Szinkrotron Szinkrofazotron	PFCG
Erősen fókuszáló szinkrofazotron	PFAG
FFAG ciklotron FFAG betatron FFAG szinkrofazotron	FFAG

radiál sz.  
spirál sz.



4. ábra. A spiratronban használt gyorsító elektródok  
schematikus képe. [14].

<sup>1</sup> A spiratron Varshni [14] által proponált FFAG  
ciklotron, mellyel frekvencia moduláció nélkül lehet  
részecskéket az említett relativisztikus határ fölé gyors-  
sítani. Működésének lényege az, hogy a szokásos, síkok-  
kal határolt duánsok helyett a gyorsítórest spirál alak-  
ban készítik el. Így módon biztosítható, hogy az egymást  
követő félperiódusok alatt a növekvő tömeggel állandóan  
csökkenő szögsebességnek megfelelően a két gyorsítási  
lépés közötti pályáívek egyre kisebb középponti szöghöz  
tartozzanak. A 4. ábrán egy ilyen elektród párt egyszerü-  
sítve mutatunk be. A spirál pontos alakja a részecske  
mozgását leíró egyenletek alapján határozható meg.



Az erős fókuszálású protonszinkrotronok mágneses tere időben pulzáló, változó gradiensű. Ezek a PFAG (pulsed field-alternating gradient) kategóriába sorolhatók.

Az erős fókuszálási elv másirányú felhasználása eredményeként születtek meg az időben állandó, változó gradiensű mágneses térrel rendelkező FFAG (fixed field-alternating gradient) gyorsítók. Ilyen rendszerrel építhetünk ciklotront, betatron és protonszinkrotront. Ezeknél a PFAG-berendezések időben növekvő mágneses tere helyett térben növekvő teret használnak, s ezáltal a berendezés működését lényegesen egyszerűsítik. Tekintsük először itt is a protonszinkrotront (a szinkrotron elnevezést itt nem eredeti értelemben használjuk, tekintve, hogy a tér időben állandó, s csak a pálya fölötti mágneses tér növekszik a gyorsulás során a pályasugár időben történő növekedésével, mint ezt később látni fogjuk).

A pulzáló terű protonszinkrotronban a gyorsítás egy gyűrű alakú kamrában történik. A gyorsító frekvencia s a kamra fölötti mágneses tér a gyorsítási periódus alatt együtt változnak, értéküket a gyorsítás alatt álló részecske energiájának pillanatnyi értéke szabja meg. Igen lényeges, hogy a mágneses tér növekedése és a frekvencia csökkenése az előírt módon szigorúan együtt fusson. A mágneses tér egy gyorsítási ciklus alatt 100 Gaussról 10 000 Gaussra növekszik nagyságrendben, s ez a körülmény több nehézséggel jár. Így például minden újabb ciklus előtt le kell mágnesezni a vaskört (emiat egy ilyen berendezésben percenként kb. 5 gyorsított ionsoportnál nagyobb ismétlődési frekvenciát nem érnek el), az igen magas csúcsteljesítmény-felvétel (lásd 1. táblázat) miatt gondoskodni kell arról, hogy megfelelő eljárással kiátlagoljuk időben a tápláló elektromos erőműből felvett teljesítményt, a mágnezt az örvényáramok által okozott veszteségek csökkentése érdekében lemezelten kell elkészíteni stb.

Az előbbieken példaként felsorolt nehézségek elesnek, ha a mágneses tér növekedését nem időben valósítjuk meg, hanem időben állandó terű mágnezt készítünk oly módon, hogy annak mágneses tere a sugár mentén előírt mértékben nőjön. Ebben a térben a növekvő energiájú részecske nagyobb impulzusának megfelelően egyre nagyobb sugarú pályán, s így egyre nagyobb intenzitású mágneses térben mozog.

Itt is meg akarjuk azonban tartani a szinkrotron gyűrű alakú mágnesét. Eszerint azt kell biztosítanunk, hogy a PF szinkrofazotronnál megkívánt két nagyságrendnyi térerő-növekedést aránylag kis sugárváltozás mellett lehessen elérni. Példaként megemlítjük az I. táblázat 7. oszlopában szereplő gyorsítót. Ennél a tér radiális

növekedési sebessége  $\frac{dB}{dr} \sim 85$  Gauss/cm, az  $|n|$

értéke ezen adatból és a gyorsító méreteiből 36-nak adódik. Tekintve, hogy így  $n$  nem teljesíti a

$0 > n > 1$  feltételt, a feladat gyengén fókuszáló rendszerben nem oldható meg. Az erős fókuszálás elvének alkalmazásával azonban célt érhetünk. A tér radiális változását leíró

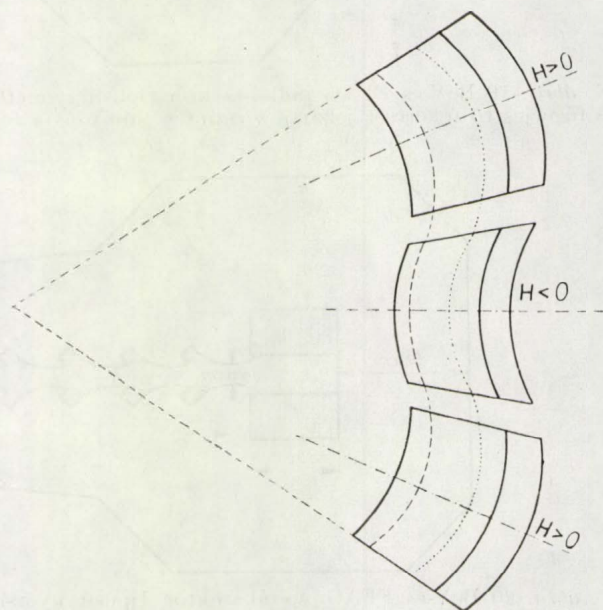
$$B = B_0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^n$$

egyenlethől ugyanis  $n$ -re differenciálással a következő adódik:

$$n = - \frac{r}{B} \frac{dB}{dr}$$

Minthogy az időben állandó tér alkalmazása megkívánja, hogy  $\frac{dB}{dr} > 0$  legyen az egész kör mentén,

az  $n$  előjelének alternálását csak úgy tudjuk biztosítani — azaz csak úgy tudunk erős fókuszálást



5. ábra. Radiál-szektor típusú FFAG gyorsító három szomszédos szektorjának sematikus rajza. A pontozott vonal a nagyenergiájú, a szaggatott a kisenergiájú pályát jelzi. [11].

alkalmazni —, ha az  $N$  részre osztott gyűrű egyes szektoraiban magának a térerősségnek alternál az előjele. Az egymásra következő fordított irányú terekben az egyes pályaszakaszok változva konvex, illetve konkáv ívek, ezekből alakul ki az ion 5. ábrán látható pályája. Az energia növekedésével a pálya középsugara fokozatosan nő.

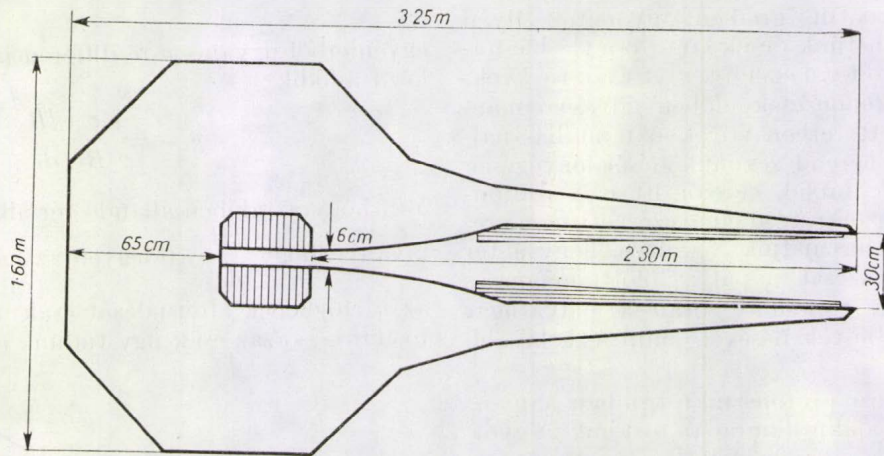
A berendezést, tekintve, hogy szektorainak határa radiális irányú, radiáltípusú FFAG-szinkrotronnak nevezik. Alkalmazásával megoldódnak azok a nehézségek, amelyeket a PFAG-szinkrotronoknál említettünk. Hátrányos tulajdonságuk viszont az, hogy a kifelé hajló pályaszakaszok miatt egy ilyen berendezés kerülete 4–7-szerese egy hasonló energiájú PFAG-gyorsítónak. A spirál-



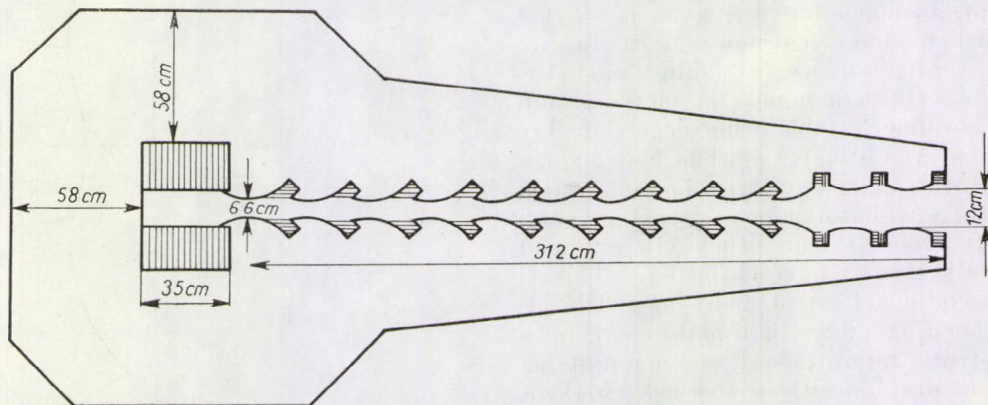
szektor típusú FFAG-gyorsító mentes ettől a hátránytól is. Itt a negatív terű szektorok kiküszöbölése érdekében a mágneses tér kettős funkcióját két egymásra szuperponált mágneses tér eredője látja el. A radiális irányban az előírt mértékben növekvő, az azimutszögtől független

szektor-típusnál említett azimutális periodicitás biztosítására alkalmazott külön tekercsek láthatók.

Az eddig tárgyalt szinkrotron mellett más gyorsítók is építhetők FFAG-mágneses térrel. A FFAG-ciklotron frekvenciamoduláció nélkül relativisztikus energiáig gyorsít, tekintve, hogy



6. ábra. 10 BeV-es FFAG radiál-szektor típusú gyorsító mágnesének radiális síkmetszete. A függőleges sraffozás a főgerjesztő tekercset jelzi, a vízszintes sraffozás a fordított irányban mágnesező tekercs jelölésére szolgál. [11]



7. ábra. 20 BeV-es FFAG spirál-szektor típusú gyorsító mágnesének radiális síkmetszete. Sraffozás mint a 6. ábrán. [11].

mágneses térre egy radiálisan növekvő, azimutálisan periodikus tér van szuperponálva, melynek maximális és minimális térintenzitású pontjai a berendezés középpontjából kiinduló spirálíveken helyezkednek el.

A 6. és 7. ábrán a radiál-, illetve spirálszektor berendezésekben alkalmazott mágnesek radiális síkmetszete látható. Tekintve, hogy itt a légrés sugármenti mérete méter nagyságrendű, az E mágnesmegoldást nem lehet alkalmazni. A tér inhomogenitását nem a pólusok nagymérvű távolítása biztosítja. A nagy térerősségű helytől távolodva a póluspofák erősen elkeskenyednek, s így a növekvő távolsággal erősen növekvő mágneses ellenálláson keresztül gerjesztődik a légrés, másrészt a szektor alacsonyterű részében a főtekercssel ellenkező irányban mágnesező tekercs segítségével csökkentik a teret. A 7. ábrán a spirál-

a relativisztikus tömegnövekedés [hatását a nagyobb intenzitású mágneses térben való mozgás kompenzálja. Betatron az új elv alapján természetesen csak úgy lehet készíteni, ha az irányító mágneses teret különválasztjuk a gyorsító tértől, minthogy utóbbi a betatron gyorsítási mechanizmusából következően csak pulzáló lehet. Az FFAG betatron a régi típussal szemben nagyobb elektronáramot ad, gyorsító mágnesköre teljesen zárt, s független az irányító tértől, így a betatron váltóáramú teljesítmény-igénye jelentősen csökken. Utóbbi tényező a váltóáramú táplálásnál használt kondenzátortelep csökkenése szempontjából bír nagy jelentőséggel.

Az FFAG-típus egy újszerű alkalmazási lehetőségére Ohkawa hívja fel a figyelmet [15.]. Nagyenergiájú ütközési folyamatok vizsgálatára olyan gyorsító építhető, melyben két nyalábot



gyorsítunk egyszerre, egymással szemben. Az ütközésben résztvevő mindkét részecske a gyorsító által szolgáltatott maximális energiára gyorsul fel, ily módon az adott berendezés maximális energiájának kétszeresével végezhető vizsgálatok a nagyenergiájú szórásfolyamatok területén.

*Koltay Ede*

Kossuth Lajos Tudományegyetem  
Kísérleti Fizikai Intézete, Debrecen

#### IRODALOM

1. *E. M. Mc Millan*, Phys. Rev. 68, 143. (1945). — Phys. Rev. 69, 534. (1946).
2. *V. I. Veksler*, DAN. Sz. Sz. R. 43, 346. (1944.) — J. Phys. U. S. S. R. 9, 153, (1945). — Phys. Rev. 69, 244. (1946.)
3. *V. I. Veksler és munkatársai*, J. Nuclear Energy, II. 4, 333. (1957).

4. *Nagy Tibor*, Fizikai Szemle 8, 153. (1958).
5. *E. D. Courant, M. S. Livingston, H. S. Snyder*, Phys. Rev. 88, 1190. (1952).
6. *Koltay Ede*, megjelenés alatt.
7. *D. W. Kerst, R. Serber*, Phys. Rev. 60, 53. (1941).
8. *Brookhaven National Laboratory*, Rev. Sci. Instr. 24, 723 — 870. (1953).
9. *Atomkernenergie*. 2, 64. (1957).
10. *V. V. Vladimírskij*, Atomkernenergie. 2, 62. (1957).
11. *Symon, Kerst és munkatársai*, Phys. Rev. 103, 1837. (1956).
12. *Blewett*, Annual Review of Nuclear Science. 4, 1. (1954).
13. *M. S. — Livingston*, Advances in Electronics. I. 269. (1948).
14. *Y. P. Varshni*, Indian Journal of Physics. 31, 384. (1957).
15. *Ohkawa*, Rev. Sci. Instr. 29, 108. (1958).
16. *G. K. O'Neill*, Phys. Rev. 102, 1418. (1956).
17. *L. W. Jones és munkatársai*, Rev. Sci. Instr. 27, 651. (1956).
18. *F. T. Cole és munkatársai*, Rev. Sci. Instr. 28, 403. (1957).
19. *Jentschke*, Physikalische Blätter. 14, 442. (1958).

## A nukleáris fegyverek hatásai

A Tudományos Munkások Világszövetségének, amelynek F. Joliot-Curie halála óta C. F. Powel Nobel-díjas fizikus, a  $\pi$ -mezón felfedezője az elnöke, — mint ismeretes — a Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége is tagja, így abba Társulatunk tagjai is beletartoznak. A Világszövetség 1957 óta négy nyelvű folyóiratot ad ki TUDOMÁNYOS VILÁG címmel, amelyet amerikai, angol, cseh, indiai, kínai és szovjet társszerkesztők közreműködésével E. G. Edwards irányít. A lap legutóbbi száma teljes egészében az atomfegyverek problémájával foglalkozik. Ebből vettük át az alább következő cikket. A felhasznált fizikai alapfogalmak tekintetében a Fizikai Szemle 6. évf. 38. és 145., valamint 7. évf. 39. oldalán megjelent cikkekre utalunk. A dolgozatot néhány fizikai részletet magyarázó lábjegyzettel egészítette ki a szerkesztőség.

Az egész Föld népeit komolyan nyugtalanítja az atomfegyver-kísérletek folytatása. A Szovjetunió példáját az atomkísérletek egyoldalú megszüntetésében nem követte a másik két atomhatalom. Ez természetes módon nyugtalansággal tölti el mindazokat, akiknek komoly és felelős módon szíven fekszik az emberiség sorsa. Különösen azon tudósok egyértelmű állásfoglalására van szükség, akiknek nevéhez fűződik az atommag problémáinak tanulmányozása során elért haladás és az atommagba rejlő rejtett energia felszabadítása.

Munkájuk nyomán egyrészt új típusú energia-termelő ipar született: az atomerőművek ipara. Az országok egész sorában nagy atomerőműtelepek létesülnek, és ennek következtében ezen országok energiatermelése jelentékenyen gyarapodik. Ha a termonukleáris reakciók kontrollált létrehozására irányuló kutatások sikerrel járnak, (és minden okunk megvan arra, hogy bízunk ebben,) akkor az energiahány teljesben megszűnik: az emberiség olyan energiaforrás birtokába jut, amely minden igényt kielégít. Annak lehetősége, hogy atomreaktorokban nagy mennyiségű radioaktív izotópot állítsanak elő, a tudo-

mány, ipar és földművelés számára a kutatás és termelés új ágait hozta létre, az orvostudomány-nak pedig új kezelési módok bevezetését tette lehetővé. A Föld népei méltányolják e nagy tudományos felfedezés jótékony vonásait, amely megteremtette a jólét példa nélkül álló fokozásához szükséges tudományos és technikai alapokat.

Másképpen azonban az atomenergia felszabadítási módjainak megismerése lehetővé tette egy új halálhozó fegyver konstruálását, amely hatalmas pusztító erővel rendelkezik. E fegyver különleges sajátossága, hogy hatása nem korlátozódik a robbanás pillanatára, hanem az éveken át folytatódik az explózió által termelt radioaktivitás következtében. Ez utóbbi körülmény miatt a fegyver nemcsak a mai nemzedék számára jelent veszélyt, hanem a jövő nemzedék számára is. Sokan tudatában vannak, hogy egy világra kiterjedő atomháború esetén a Föld népessége hatalmas veszteségeket szenvedne: emberek milliói pusztulnának el és bénulnának meg, évszázadok munkája által felhalmozott értékek semmisülne meg, esetleg az egész emberiség a romlás és degradálódás szélére sodródna. És úgy látszik, ma még nincs mindenki tudatában annak, hogy ez a veszély már most is, béke idején fenyeget bennünket a megállás nélkül folyó atomfegyver-kísérletek következtében. Cikkem célja, hogy e veszély természetét és mértékét ismertesse.

### I. A nukleáris fegyverek típusai

Először a különböző típusú nukleáris fegyverek leírását adjuk meg.

a) *A maghasadáson alapuló nukleáris fegyverek.* Ezek az általában atombombaként emlegetett fegyverek azon az energia-felszabaduláson alapulnak, melyet atommagok (urán-235, urán-233,



plutónium-239) láncreakció-jellegű hasadása (fisszió) létesít. Az urán-235 egy olyan urán-izotóp, amely a természetes uránban 0,7% gyakoriságban fordul elő. A természetes urán (amelynek több, mint 99%-át az urán-238 izotóp alkotja) nem szolgálhat atombombák töltőanyagául. Kizárólag atomreaktorokban lefolyó lassú reakciók létesítésére alkalmas. Explozív atomtöltet létrehozásához az urán-235-izotópnak természetes uránból történő kiválasztása szükséges. Ez azonban nem könnyű feladat, mert a két uránizotóp sajátosságai megegyeznek, és így az anyagok szétválasztásának jól ismert kémiai módszerei használhatatlanok. Az urán-238 és urán-235-atomok tömegkülönbségén alapuló fizikai módszerek egész sorát dolgozták ki. Leghatékonyabbnak a porózus falakon gázalakban végzett átdiffundálás bizonyult, amelyet fémből készült vákuum-egységekben példátlan méretekben alkalmaznak. A másik két említett izotóp, az urán-233 és a plutónium-239 a természetben nem fordul elő. Ezek emberkéz által atomreaktorban előállított termékek, kezdeti nyersanyaguk a természetben előforduló tórium-232 és urán-238.<sup>1</sup>

Egy atomtöltet mindaddig nem robbanhat fel, amíg tömege egy meghatározott érték (a kritikus tömeg) alatt van.<sup>2</sup> A kritikus tömeg nagysága különböző atomtöltetek esetében eltérő, de mindig 10 kg nagyságrendű. Hogy egy atomrobbanás létrejöhessen, több szubkritikus tömegű atomtöltetet kell hirtelen egyesíteni. Az így kialakult szuperkritikus tömegben spontán lavinaszerű hasadási reakciók mennek végbe, amit hatalmas energiafelszabadulás (kilogrammonként  $1,8 \cdot 10^{13}$  cal) kísér. Összehasonlításképp megemlíthetjük, hogy ennyi hőt 2000 tonna szén elégetése fejleszt.

A korai atombombák robbanási energiája 20 000 tonna trinitrotoluolával (TNT) volt egyenlő. Ilyen bombákat dobtak Hirosimára és Nagaszakira, ahol azok emberek százazreit ölték meg vagy tették nyomorékká. Idő múltával az atombombák robbanóereje többszörösére növekedett az atomtöltet tökéletesebb felhasználása folytán. (A robbanás számára olyan feltételt teremtettek, amelynél több atommagon következik be a hasadás a bomba részeinek szétszóródása előtt.) Az atombomba pusztító erejének további fokozása azonban nem nagyon lehetséges, mert az atomtöltet szétválasztott darabjainak nagysága elé a kritikus

tömeg határt szab, az egyesítendő darabok számának szaporítására pedig nincs lehetőség.

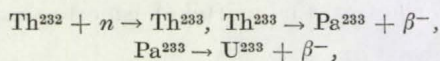
Lényegesen nagyobb rombolóerővel rendelkező nukleáris fegyverek konstrukciója más elv szerint történt.

b) *Magfúzió alapuló nukleáris fegyverek.* Ezen fegyvertípus robbanási energiája attól az energiafelszabadulástól származik, amely nehézhidrogén-atommagok egyesülését kíséri. Ezért szokták az ilyen fegyvert hidrogénbomba néven emlegetni. Leghatásosabb a közönséges nehézhidrogén (deutérium) és a szupernehéz hidrogén (tritium) fúziós reakciója. Ennek megindításához nagyságrendben 10 millió fok hőmérséklet szükséges. Az ilyen hőmérsékleten lefolyó magreakciókat termonukleáris reakciónak, a hidrogénfegyvereket pedig termonukleáris fegyvereknek is nevezik.

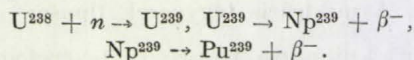
Jelenleg úgy látszik, hogy a termonukleáris reakció megindításához szükséges magas hőmérséklet egyedüli forrása a hasadási atombomba. A hidrogéntöltetet tehát egy urán- (vagy plutónium-) atomtöltetnek kell begyújtania. A hidrogéntöltet esetében a reagáló anyag egységnyi tömegére eső energia-felszabadulás több, mint hatszorosa a hasadási atomtöltetének. A hidrogénbombák rombolóerejének alapvető növekedése mégsem innen adódik, hanem abból a tényből, hogy az atomtöltettel ellentétben a hidrogéntöltet korlátlanul növelhető, hiszen nem korlátozza semmiféle kritikus tömeg. A hidrogénbombák rombolóereje minden bizonnyal eléri a többmillió tonna TNT erejét.

Vegyűk szemügyre a hidrogéntöltethez szükséges anyagokat. A deutérium nehézvíz alakjában a természetes víz egyik alkotórésze, és abból viszonylag könnyen kiválasztható. A tritium az atomreaktorokban előállítható költséges termék. A tritium-atommagok nem stabilak, hanem a stabilis hélium-3 atommagokká bomlanak el, tizenkét év felezési idővel. Ez határt szab a tritium elraktározása elé. Feltételezhető, hogy a litium és deutérium stabilis vegyületét, a litiumdeuteridet használták az eddig kikísérletezett hidrogénbombákban. A hasadási atomgyutacs felrobbanásakor kiszabaduló szabad neutronok a litiumból tritiumot hoznak létre, ez pedig kölcsönhatásba lép a deutériummal. Végeredményben a hidrogénbomba anyaga (a hidrogéntöltet) olcsóbbnak bizonyulhat, mint a bombát begyújtó hasadási atomgyutacs.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Az  $U^{233}$  és  $Pu^{239}$  izotópok az atommáglyába helyezett természetes Th és U neutronbesugárzásának termékei:

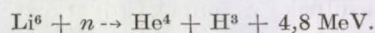


ill.

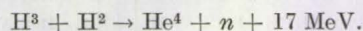


<sup>2</sup> A hasadási láncreakciók során a neutronok termelése a térfogattal, a környezetbe kilépő neutronok száma a felülettel arányos. Hogy a neutronok kellő hányada további hasadás kiváltására használódjon fel, egy bizonyos térfogat-felület arány elérése, tehát egy bizonyos minimális átmérő elérése szükséges.

<sup>3</sup> A tritiumot atomreaktorban litiumból termelik neutronbesugárzással:



A tritium és deutérium magas hőmérsékleten héliummá fúzióal és közben neutron termel:



A litiumdeuterid-bomba töltetében az atomgyutacs által létesített neutronbesugárzás és magas hőmérséklet hatására a fenti két folyamat egyidejűleg megy végbe. Együttes eredményük





c) *A fisszió-fúzió-fisszió (FFF) reakción alapuló nukleáris fegyverek.* A hidrogénbomba hatalmas rombolóereje viszonylag egyszerű eljárással tovább fokozható. Ha a hidrogéntöltetet közönséges uránból készült burkolattal vesszük körül, akkor a deutérium és tritium fúziójából felszabaduló nagyenergiájú neutronok hasítják az urán-238 magokat, ami újabb energiamennyiség felszabadulását eredményezi. Egy ilyen bombatípus skémája három héjből álló gömb. Egy szokásos hasadó (fissziós) atomtöltet képezi a centrális részt, ezután következik (a fúzióra képes) hidrogéntöltet burkoszerű elhelyezésben, végül a természetes uránt tartalmazó (ismét fissziós) héj. A reakció tehát a centrumban végbemenő hasadási láncreakcióval kezdődik, ez begyűjtja a hidrogéntöltetet, annak robbanása pedig ismét hasadási reakciót vált ki az uránburkolat atommagjaiban. Egy ilyen bomba rombolóereje 10–15 millió tonna TNT-ével ekvivalens értékig fokozható. Ez pedig nagyobb, mint a második világháború folyamán kiváltott explóziók együttes ereje.

A nukleáris fegyverek ilyen osztályozása a robbanás során lejátszódó fizikai folyamatok különbözőségén alapul. A különböző bombatípusok hatása mindazonáltal hasonló marad, csak erősségük változik. Mindenfajta nukleáris fegyver rendelkezik a közönséges robbanóanyagok rombolóerejével, csak ezerszeresre és milliószorosra felfokozva, de ezen kívül radioaktív termékeket is hoznak létre, ami a nukleáris fegyverek külön sajátága.

Végül megemlítjük, hogy az utóbbi időben sok szó esett az ún. „tisztá” bombáról, amely állítólag nem termel radioaktív anyagot. Bebizonyítjuk, hogy ez lehetetlenség. Minden nukleáris robbantás, tekintet nélkül a bomba típusára, radioaktív termékeket eredményez. Kizárólag a radioaktivitás mértékéről, intenzitásáról, a radioaktív hatások különféle típusairól lehet tárgyalni. Ezt a szempontot a radioaktív hatásokról szóló fejezetben fejtjük ki részletesebben.

Jelenleg számos módot ismerünk a bomba célhozjuttatására, a tűzérési lövedéktől kezdve a ballisztikus rakétáig. A modern haditechnika alapján nukleáris fegyverek egyaránt sújthatják a frontesapatokat, az ipari célpontokat és a hátsó ország polgári lakosságát. Hogy a nukleáris fegyverek esetleges bevetéséből, valamint az atom- és hidrogénbombákkal folytatott kísérleti robbantásokból adódó veszélyről tiszta képet kapjunk, ismertetjük az atomrobbantások fizikai hatásának különböző megnyilvánulási formáit.

## II. A nukleáris fegyverek pusztító hatása

A nukleáris fegyverek három pusztító hatását kell megkülönböztetnünk: légnymás, hőhatás és radioaktív fertőzés. Az utóbbi ismét két típusra bontható: direkt besugárzás a robbanás alkalmával és a leülepedő radioaktív termékek által létesített besugárzás, hosszú idővel a robbanás után.

a) *Légnymás-hullám.* Az explózió által kiváltott nyomáshullám szuperszonikus sebességgel terjed, és úgy éri el a környező tárgyakat, mint egy gigantikus kalapács csapása. 20 000 tonna TNT-lal ekvivalens erejű (ún. nominális) atombomba esetében az emberre veszélyt jelentő hatótávolság nyílt területen mintegy 1300 méter. A magas épületek teljes pusztulásának körzete valamivel nagyobb, 1600 méterre terjed ki, de nagy épület-károsodásokat figyeltek meg még legalább kétszer ekkora távolságig.

Hogy a nagyobb bombák hatását megbecsülhessük, a következő közelítő szabályból indulhatunk ki: a nyomáshullám pusztítási hatótávolsága arányos a robbanási energia köbgyökével. Ez annyit jelent, hogy 20 millió tonna TNT-lal ekvivalens bomba (ún. nagytípusú nominális bomba) esetében a megadott távolságok tízszerese veendő. Így az épületek pusztulása 16 km-es körzetben, tehát mintegy 200 km<sup>2</sup> területen következik be. Egyetlen ilyen bomba elsöpörhet egy többmillió nagyvárost.

b) *Hőhatás.* A nukleáris bombák hőhatása lényeges módon függ a meteorológiai viszonyoktól. Legkedvezőtlenebb a tiszta idő. Ilyenkor súlyos égési sebek és tüzek léphetnek fel 5 km-es körzetben egy 20 000 tonna TNT-lal ekvivalens bomba, 45 km-es körzetben egy 20 millió tonna TNT-lal ekvivalens bomba robbanásakor. A nominális atombomba és a nagyerejű bomba hősugárzásának pusztítási távolságában fennálló nagy különbség oka az, hogy ezen fizikai hatás szempontjából a pusztítási kör sugara a robbanási energia négyzetgyökével arányosan növekszik. Tiszta időben tehát a robbanás hőhatása messzebb ér el, mint a nyomáshullám.

c) *Közvetlen radioaktivitás a robbanás alkalmával.* Minden nukleáris robbantást nagy intenzitású gamma- és neutronsugárzás kísér. A gamma-sugárzás káros hatásának megbecslésére a röntgenegységben mért sugárdózist használják. (1 r annak felel meg, hogy az emberi testszövetek egy grammja 93 erg sugárzást nyelt el.) A legveszedelmesebb az egész testet ért akut besugárzás. Ilyen esetben 400 r a besugárzott személyek számára 50%-ban halálos. Általános felfogás szerint hasonló feltételek mellett 600 r nagyságú dózis már feltétlenül halált jelent. Ha a besugárzás időtartama széthúzódik, vagy ha az a test bizonyos részeire összpontosul, csak magasabb dózis jelent halálvesztélyt. A nukleáris robbanások esetében azonban a besugárzás körülményei a lehető legkedvezőtlenebbek. A nominális atombomba explóziójakor a 400 r dózisnak megfelelő hatósugár hozzávetőlegesen 1 km. Egy nagyerejű bomba esetében ez a távolság 3 km-re növekszik. A hatótávolság növekedése tehát ebben az esetben nem jelentős, mert a sugárzást az atmoszféra erősen nyeli.

A neutronbesugárzás dózisának megadásánál legalkalmasabb mérőszám az 1 cm<sup>2</sup> felületre másodpercenként érkező neutronok száma. Nagyenergiájú neutronok esetén 10<sup>11</sup> neutron cm<sup>-2</sup>sec<sup>-1</sup>



a halálküszöb. Lassú neutronoknál a halálküszöb  $5 \cdot 10^{11}$  neutron  $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ -re emelkedik. Atom-bombarobbanásoknál ilyen neutronintenzitás csak olyan körzetben lép fel, amely kisebb a gamma-sugárzás veszélyes tartományánál. Ezért a neutronveszélyt a gammaveszély mellett nem szükséges külön tárgyalni.

d) *Radioaktív termékek által okozott besugárzás.* Az atomrobbantások alkalmával mindig nagy mennyiségű radioaktív anyag keletkezik. Meg kell különböztetnünk

a maghasadás radioaktív termékeit és

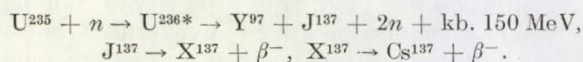
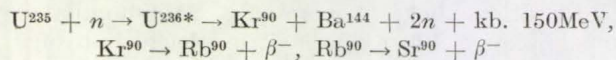
az explózióban felszabaduló neutronok által a légkörben és a talajban felaktivált anyagot.

Minden radioaktív anyagot meghatározott felezési idő jellemez, az az időtartam, amennyi idő alatt a kezdetben jelenlevő anyag fele elbomlik. Minél rövidebb a felezési idő, annál aktívabb az anyag, de annál hamarabb meg is szűnik az aktivitása. Néhány óra vagy még rövidebb felezési idejű anyagok csak rövid ideig és a robbanási zóna közvetlen környezetében jelentenek veszélyt. Ezeket a hosszúlejárátú radiológiai hatások mellett figyelmen kívül hagyhatjuk. Igen hosszú felezési idejű radioaktív anyagok (millió év nagyságrendben) szintén nem jelentenek komoly veszélyt radiológiai szempontból, hiszen időegység alatt az egész anyagnak csak igen kis törtrésze bomlik el, és így a specifikus aktivitás (aktivitás pro tömegegység) alacsony. Legkárosabbak a közepes felezési idővel rendelkező anyagok (néhány évtized nagyságrendben). Ezek az emberek egész életük folyamán besugározzák, ugyanakkor specifikus aktivitásuk is számottevő.

Ilyen szempontból a stroncium-90 (felezési idő 28 év) és cézium-137 (felezési idő 33 év) a legveszélyesebb *hasadási* termékek közé sorolandók.<sup>4</sup> Az *aktivációs* termékek mennyisége viszont erősen függ az explózió körülményeitől. Levegőben bekövetkező robbanás esetében a fő aktivációs termék a karbon-14 szénizotóp (felezési idő 5600 év), ami a neutronok és a levegőben levő nitrogén reakciójának terméke.<sup>5</sup> A földszin alatt végrehajtott robbantásoknál a radioaktív szén mellett megjelennek a földkéregben előforduló elemek aktivációs termékei. Legfontosabbak a nátrium-24 és mangán-56, viszonylag rövid felezési idővel (15, ill. 3 óra).

Az explózió egyik vagy másik termékének keletkezési aránya nemcsak a robbanás körülmé-

<sup>4</sup> Az urán-hasadás többféle módon mehet végbe, pl.



<sup>5</sup> A légköri nitrogén nagy hatáskeresztmetszettel (1,7 barn) befoghatja a nukleáris robbantásban szabadá váló neutronokat:



Ez azután a légköri  $\text{CO}_2$ -be épül be és így jut az azt asszimiláló növényekbe.

nyeitől, hanem a nukleáris töltet típusától is függ. A hasadási bombák természetesen hasadási termékeket szolgáltatnak. Ugyanez igaz a kombinált fissziós-fúziós-fissziós bombára is, azzal a különbséggel, hogy ekkor a hasadási termékek mennyisége majdnem ezerszeresére növekszik. A fúziós bomba elsősorban aktiválási termékeket szolgáltat. Első pillanatra talán úgy tűnik, hogy az utóbbinak radioaktív veszélyei csekélyebbek, mint a hasadási bombáé, hiszen a legveszélyesebb felezési idejű anyagok nem fordulnak elő az aktiválási termékek között. Ez azonban nincs így.

Először is ma hidrogéntöltetet csak egy beléhelyezett urán- vagy plutóniumbombával tudunk fúzióra készíteni, ez utóbbi pedig hasadási termékeket szolgáltat. Másrészt, ha sikerülne is kiküszöbölni a hasadási atomgyutacsot (pl. közönséges kémiai robbanószer koncentrált hatásával pótolva), fennmarad a radioaktív szén káros hatása. Az utóbbi bekapcsolódik a természet szén-körforgásába, és behatol minden élő szervezetbe. Sőt fel is halmozódhat hosszú felezési ideje következtében, ha a nukleáris robbantások folytatódnak. Egy szovjet kutató, O. I. Leipunszki nemrég összehasonlító számításokat végzett a hipotetikus tiszta hidrogénbomba (tehát hasadási gyutacs nélkül működő bomba) és egy vele egyenlő robbanóerejű hasadási bomba sugárzási veszélyeire vonatkozólag. A számítás azt mutatta, hogy a sejtszövetek besugárzási dózisa és a fertőzéses esetek száma a radioaktív izotópok elbomlásának egész tartamára nagyjából azonosak mindkét típusú bombarobbanásra vonatkozólag. Látszik ebből, hogy a „tiszta” bomba lényegében politikuskok és a hidrogénbomba-kísérletek folytatását szorgalmazó katonai körök koholmánya.

A fentiekhez kapcsolódva a „tiszta” bombával kapcsolatban fel szeretnénk hívni a figyelmet egy olyan szempontra, amelyet gyakran szem elől tévesztenek a kérdés megvitatásánál. Tételezzük fel, hogy a radioaktív robbanási termékek fellépését sikerült kiküszöbölni. Szabad-e ebben az esetben is olyan nagy pusztítóerejű fegyvert, amilyen a hidrogénbomba, humánusnak mondani? Ha ezt háborúban bevetnék, célzási hiba nélkül is a polgári lakosság milliói fölött kondítaná meg a harangot: öregek, asszonyok, gyermekek esnének áldozatául. Önmagában ez a körülmény elegendő ahhoz, hogy a nukleáris fegyverek megmozgassák a nemzetek lelkiismeretét; elengedhetetlenül szükség van a velük végzett kísérletek megszüntetésére és alkalmazásuk megtiltására. Bízunk benne, hogy mindenki, aki szívén viseli az emberiség sorsát, ebben egyetért velünk.

Térjünk azonban vissza a nukleáris fegyverek radioaktív hatásaihoz, és foglalkozzunk részletesebben a robbanás radioaktív termékeinek szétterjedésével. Pontosság kedvéért tekintsük egy nagy standard-bomba explózióját (10–20 millió TNT-ekvivalens). Ilyen robbanásnál a hatalmas robbanási erő és a felszabaduló óriási hőmennyiség hatására a radioaktív felhő jelentékeny része nagy magasságokba jut fel, behatol a sztratosz-



férába. A viszonylag nagyobb szemcsék (néhány mikrontól felfele) csakhamar visszatérnek a légkör alacsonyabban fekvő rétegeibe, az apróbb részecskék (egy mikron átmérő alatt) azonban a sztratoszférában maradnak, és lassan, néhány év leforgása alatt eljutnak a Föld minden pontja fölé. A légkör felső rétegeiben nagy méretekben lefolyó diffúziós és keveredési folyamatok eredményeképpen az apró radioaktív szemcsék lecsapódása egyenletesen beborítja az egész földfelszínt. Ezt a lerakódást nevezzük globálisnak.

10—500 mikron nagyságú részecskék a robbanás után néhány óra vagy néhány nap alatt lerakódnak. Ez a radioaktív lerakódás lokális típusa. A lokális lerakódás körzete az uralkodó szelek sebességétől és irányától függ, ennél azonban nemcsak a talajmenti szeleket, hanem az 1 km és 15—20 km között elhelyezkedő magasabb rétegekben uralkodó széljárást is figyelembe kell vennünk. Így válik érthetővé, hogy az Egyesült Államok 1954 márciusi kísérleténél (Bikini-sziget) a lokális lerakódás területe megnyúlt ellipszis alakú volt, a halálos besugárzási dózis távolsága a nagytengely mentén 270 km-ig terjedt, de csak 40 km volt a kistengely mentén.

A közepes nagyságú (1—10 mikron átmérőjű) részecskék egy-két hétig maradnak lebegve a légkörben. Ezalatt a radioaktív felhő kétszer-háromszor körüljárja a földgömböt, a radioaktív részecskék lerakódása egy széles gyűrű alakú tartományban következik be a robbanás helyének szélességi köre mentén. Az ilyen lerakódást nevezzük évi lerakódásnak. Lehetséges, hogy a kísérleti atomrobbantások során megfelelő óvintézkedésekkel a lokális radioaktív lerakódásból adódó veszélyek lecsökkenthetők. Nincs mód azonban a globális és évi lerakódás veszélyének csökkentésére.

A mondottakból következik, hogy minden kísérleti nukleáris robbantás, helyétől függetlenül, hosszú távon az egész Föld népességét veszélyezteti. Hogy e fenyegetés mértékét megismerjük, a radioaktív lerakódásból eredő és a természetes radioaktivitás erősségének összehasonlítására van szükség. A természetes radioaktivitáshoz hozzájárul a kozmikus sugárzás, a talaj és sziklák radioaktív elemeinek aktivitása, az állatokban és növényekben előforduló radioaktív kálium és szén sugárzása. Az átlagos évi dózis, amely az embert tengerszinten éri, kb. 0,1 röntgen. Hegyekben a dózis (a kozmikus sugárzás megnövekedése folytán) kissé nagyobb.

A radioaktív porból származó dózis meghatározásánál különbséget kell tennünk a szervezeten kívül levő részecskék aktivitása és a belélegzett levegő vagy élelem közvetítésével a szervezetbe beépült anyag belső sugárzása között. A számítás szerint egyetlen 10 millió tonna TNT-lal ekvivalens bomba robbantása a külső aktiválásból származó dózist néhány évtizeden keresztül évi 0,003—0,03 r-rel növeli. A pontos érték a kérdéses személy életkörülményeitől függ. A városi lakosságot éri a legkisebb dózis, hiszen a városi emberek életük nagyrészt házakban töltik, ame-



Japán tudósok a zöldségfélék aktivitását ellenőrzik

lyek fala némi védelmet nyújt a külső besugárzás ellen. A falusi lakosság, amely a nap nagyrészt a szabadban tölti, és könnyű építésű házakban lakik, van kitéve a legnagyobb dózisnak.

Ha a közölt adatokból indulunk ki, arra a következtetésre kell jutnunk, hogy bizonyos számú bomba felrobbantása megkésztározhatja az átlagembert kívülről érő sugárdózist az eredetileg észlelhető természetes dózishoz viszonyítva. Egy felnőtt ember számára a külső sugárzás ilyenmértvű megnövekedése nem jelent közvetlen veszélyt. Összehasonlításként megjegyezzük, hogy a radioaktív izotópokkal vagy röntgensugarakkal hivatászerűen foglalkozók számára megállapított heti tolerancia-dózis 0,1 r. Nem szabad azonban elfelejtenünk, hogy a radioaktív lerakódásból eredő külső besugárzás az egész népességet éri, beleértve a gyermekeket, sőt az embriókat is. A fejlődő szervezetek sejtjei gyorsan osztódnak, ilyen stádiumban a besugárzás igen ártalmas számunkra. A tolerancia-dózis értékét erre az esetre vonatkozólag nem ismerjük, de sok genetikus úgy vélekedik, hogy a természetes besugárzás korábbi értékének megkettőződése nagyon súlyos következményekkel járhat a jövő nemzedékek számára.

A belső besugárzásból származó veszély nagyságát egy bizonyos hasadási termék szervezetbe történt behatolása esetén a következő feltételek szabják meg:

1. A kérdéses hasadási termék előfordulási arányának nagyra kell lennie az összes hasadási terméket tartalmazó keverékben.

2. Felezési idejének az emberi élettartam nagyságrendjébe kell esnie.

3. A kérdéses izotóp anyagcserében való részvételének olyan jelleget kell mutatnia, amely megkönnyíti a szervezetbe való behatolást és a fontos szervekbe történő beépülést.

A stroncium-90 izotóp a legteljesebb mértékben mutatja mindhárom veszélyes tulajdonságot. A hasadási termékek közt 5%-os koncentrációban fordul elő, felezési ideje 28 év. Kémiai sajátosságai a kalciuméhoz hasonlóak, a természetben is vele együtt fordul elő. Ha stroncium-90 hull a talajra, a növények asszimilálják, majd akár közvetlenül



a növényi táplálék révén, akár stroncium-90 tartalmú zölddel táplálkozó állatok húsának és tejének közvetítésével bejut az emberi szervezetbe. Az emberi szervezetbe jutva a stroncium-90 bekerül (a kalciummal együtt) a csontokba, ahol rosszindulatú daganatok, csonttrák és fehérvérűség okozójává válhat. A cézium-137-izotóp már nem olyan veszélyes, mint a stroncium-90, mert ez az izmokba kerül, az izmok pedig nem olyan érzékenyek a sugárzás iránt, mint a csontok, azonkívül a cézium idővel el is távozik a szervezetből.

Mivel a nukleáris robbantások előtt stroncium-90 nem fordult elő a természetben, nem létezik olyan „természetes küszöb”, amelyet ugyanolyan módon összehasonlítási standardul választhatnánk, mint a külső besugárzás tanulmányozásánál. Most célszerű a szervezetben felhalmozódó stroncium-90-aktivitás abszolút értékéről beszélni. A toleranciahatár a rádiummal való összehasonlítás alapján állapítható meg, az utóbbinak emberi szervezetre való hatását ugyanis meglehetősen részletességgel tanulmányozták. A Radiológiai Védelem Nemzetközi Bizottsága a kérdés alapos tanulmányozása után az emberi szervezetben maximálisan megengedhető stroncium-90-tartalmat a kalcium minden grammja mellett  $100 \mu\text{C}$  ( $10^{-10}$  curie-ben) szabta meg. (Egy curie a radioaktivitás egysége:  $3,7 \cdot 10^{10}$  bomlás másodpercenként.)

Már csak az van hátra, hogy ezt a toleranciaértéket egybevevessük a stroncium-90-mennyiséggel, amely már eddig beépült az emberek szervezetébe a mai napig végzett nukleáris robbantások következtében. 1955-ben végzett mérések azt mutatták, hogy az emberi csontváz stroncium-90-tartalma bizonyos esetekben fiatal gyermekeknél elérte a megengedhető szint 1%-át. Nagyon valószínű, hogy ez az egész stroncium-90-felhalmozódás egyetlen nagytípusú (15 millió

tonna TNT-lal ekvivalens) bomba következménye, amelyet az Egyesült Államok 1954 márciusában robbantott, hiszen valószínűleg ez volt az első és a vizsgálat időpontja előtt egyedül robbantott fissziós-fúziós-fissziós bomba. A mondtak pedig azt jelentik, hogy néhány tucat ilyen bomba felrobbantása elegendő lehet ahhoz, hogy az emberi szervezet stroncium-90-tartalmát felnövelje a maximálisan megengedhető értékre. Ha a stroncium-90-tartalom eléri ezt a határt, a rák, fehérvérűség és más halálos betegségek számának hirtelen felszökése következhet be. Az is elképzelhető, hogy a stroncium-90-feldúsulás örökléstani következményei az élő szervezetben már előbb károsnak fognak bizonyulni, mielőtt az az említett „maximálisan megengedhető értéket” eléri.

Befejezésül megállapíthatjuk, hogy az emberi szervezettel kapcsolatban a radioaktív sugárzás számos testi és örökléstani vonatkozása tisztázatlan maradt. Egy dolog világos: feltétlenül szükség van az embereket érő minimális sugárzás tanulmányozására, különben helyrehozhatatlan károsodás érheti a ma élő és a jövő generációkat. Világosan látszik, hogy a nukleáris bombakísérleteket a veszély jelentkezésének pillanatáig folytatva már elkésznénk az óvintézkedések foganatosításával. Feltétlenül szükséges, hogy minden ország felfüggeszse az ilyen kísérleteket, hogy a nukleáris fegyvereket betiltsák és kivonják az egyes államok fegyvertárából, amíg még van időnk arra, hogy megmentjük az emberiséget a besugárzás borzalmas következményeitől. Minden tudós kötelessége, hogy küzdjön tudománya gyümölcseinek háborús célok helyett az egész Föld népei békéjének, haladásának és jólétének érdekében való felhasználásáért.

D. Voszkoboinik  
Moszkva

## Elemek, atomok, periódusos rendszer II.

A múlt század végén még egyes kiváló természettudósok is kételkedtek az atomok reális létezésében. Amint azonban gyarapodtak az atomok tulajdonságaira vonatkozó ismeretek, egyre szűkebb lett azoknak a táborra, akik az atomok létezésének gondolatát csak munkahipotézisnek tekintették, amelynek segítségével néhány jelenséget magyarázni lehet. Foglalkozunk össze röviden, hogy az atomoknak milyen tulajdonságait ismerték a múlt században.

### *Az atomok tömege és kiterjedése*

Az atomoknak az oxigénatomra vonatkoztatott relatív tömegéről, az atomsúlyról már az előzőekben volt szó. Az atomok grammokban megadott, abszolút tömegének meghatározásához ismernünk kell az adott anyagmennyiségben foglalt atomok számát. Az Avogadro-féle törvény szerint minden anyag atomsúlynyi, ill. molekulásúlynyi mennyi-

sége ugyanannyi atomot, ill. molekulát tartalmaz. Ezt a számot Loschmidt-számnak (a kémikusok Avogadro-számnak) nevezik. Az atomsúly ismeretében tehát megkapjuk az atomok abszolút tömegét, ha az atomsúlyt elosztjuk a Loschmidt-féle számmal. Ezt a számot először Loschmidt határozta meg 1865-ben, és eredményül  $10^{23}$ -t kapott.

A Loschmidt-számot legtöbbször közvetve, a  $k$  Boltzmann-állandón keresztül határozzák meg. Az  $L$  Loschmidt-szám, a  $k$  Boltzmann-állandó és az  $R$  általános gázállandó ugyanis a következő kapcsolatban van egymással:

$$k = \frac{R}{L}.$$

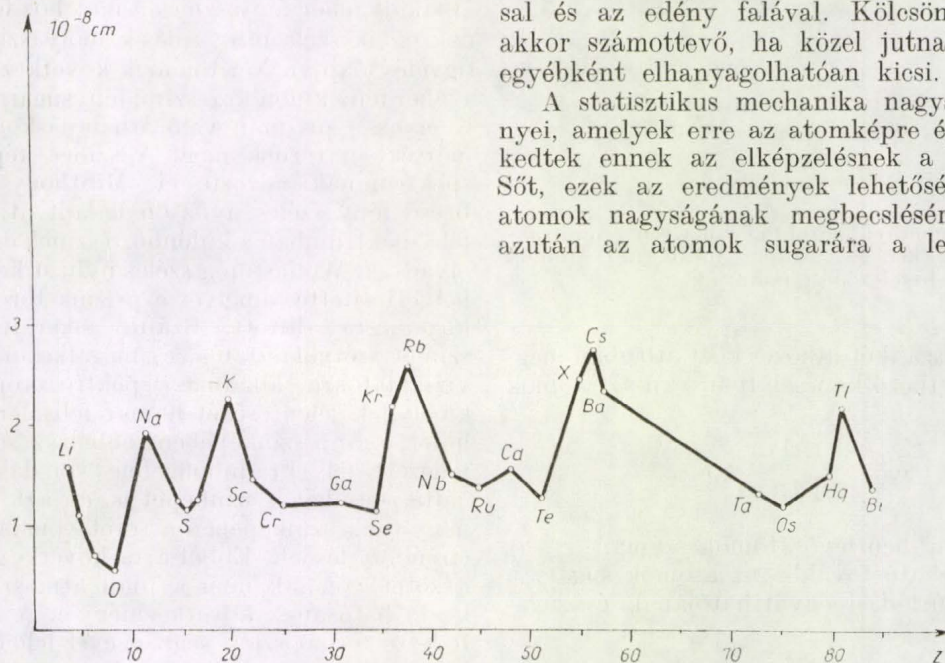
A Boltzmann-állandó mérésére sokféle módszer ismerünk. Perrin (1909) pl. azt a jelenséget használta fel  $k$  meghatározására, hogy ha a folya-



dékba a folyadéknál nagyobb sűrűségű, igen apró részecskéket szórunk, a részecskéket a nehézségi erő ülepedésre készíti, a diffúzió viszont egyenletes sűrűség beállítására törekszik. Végeredményben a részecskék számsűrűsége az edény fenekétől mért  $z$  távolsággal a következő függvény szerint csökken:

$$n(z) = n_0 e^{-\frac{(\rho - \rho_0) V g z}{kT}},$$

ahol  $\rho$  részecskék,  $\rho_0$  a folyadék sűrűsége,  $V$  a részecskék térfogata,  $g$  nehézségi gyorsulás,  $T$  folyadék abszolút hőmérséklete,  $n_0$  pedig a részecskék számsűrűsége az edény alján.



1. ábra

Perrin módszerével rokon a Boltzmann-állandó mérésének az a módja, amely a Brown-mozgáson alapszik. Meghatározható a  $k$  értéke sugárzási törvények, az elektrolízis Faraday-féle törvényeinek felhasználásával, kristályszerkezeti vizsgálatok alapján stb. Az atomsúlyból és a Loschmidt-számból kiszámíthatjuk egyetlen atom tömegét:

$$M = \frac{A}{L}.$$

A hidrogén atom tömege pl.:

$$M_H = (1,6732 \pm 0,0004) \cdot 10^{-24} g.$$

A Loschmidt-szám ma ismert legpontosabb értéke pedig:

$$L = (6,0247 \pm 0,0004) \cdot 10^{23}.$$

Ma az ionok tömegét közvetlenül is mérhetjük tömegspektroszkópok segítségével. A Loschmidt-szám legpontosabb meghatározása adott tömegű kristályban helyet foglaló molekulák megszámlálásával történhet:

Mesterséges optikai ráccsal kimérik a röntgensugár hullámhosszát, ennek kristályon mutatott elhajlási képéből meghatározzák a kristály rácsállandóját. Ezután a térfogatban levő molekulák megszámlálása egyszerű geometriai feladat.

Mint a továbbiakban látni fogjuk, néhány megfigyelés már a múlt században utalt arra, hogy az atomok nem oszthatatlanok, hanem összetett rendszerek. Már ekkor sejtették, hogy a kémikus oszthatatlan atomjai csak a valóságos atomok durva modelljének tekinthetők. Ennek ellenére az atomokat a múlt században többnyire (és jobb híján) rugalmas, tömör gömböknek képzeltek el, amelyek rugalmasan ütköznek egymással és az edény falával. Kölcsönhatásuk csak akkor számottevő, ha közel jutnak egymáshoz, egyébként elhanyagolhatóan kicsi.

A statisztikus mechanika nagyszerű eredményei, amelyek erre az atomképre épültek, kezekedtek ennek az elképzelésnek a helyességéért. Sőt, ezek az eredmények lehetőséget adtak az atomok nagyságának megbecslésére is. Amikor azután az atomok sugarára a legkülönbözőbb

módszerek nagyjából megegyező eredményt szolgáltatnak, egyre többen kezdtek hinni az atomok reális létezésében.

Az atomok (ill. molekulák) sugarának nagyságát megbecsülhetjük a reális gázok

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT$$

van der Waals-féle állapotegyenlete alapján. A statisztikus mechanika szerint ugyanis az előbbi egyenletben szereplő  $b$  állandó értéke megadja a molnyi mennyiségű gáz atomjai (ill. molekulái) által elfoglalt térfogat (az atomok saját térfogatának) négyszeresét. Minthogy azonban a van der Waals-féle állapotegyenlet csak viszonylag durva közelítéssel írja le a gázok viselkedését, a segítségével meghatározott atomsugár értéke is csak durva közelítésnek tekinthető.

Lehetőséget ad az atomok nagyságának megbecslésére az a statisztikus mechanikai összefüggés is, amely szerint a gázban az atomok





2. ábra. A hexamethyl-benzol-molekula röntgendiffrakcióval előállított képe. A fekete foltok a C-atomok elrendeződését mutatják.

$\lambda$  szabad úthossza (két ütközés közt átlagban megtett út) a következő kapcsolatban van az atomok  $r_0$  sugarával:

$$\lambda = \frac{1}{4 \sqrt{2 \pi n r_0^2}},$$

ahol  $n$  az 1 cm<sup>3</sup>-ben levő atomok száma.

Meghatározható továbbá az atomok sugara a gázok belső sűrűldási együtthatójának és sugarának

$$\eta = \frac{m\bar{c}}{32 \sqrt{2} \pi r_0^2}$$

összefüggéséből is. Ebben az összefüggésben  $m$  az atomok tömegét,  $\bar{c}$  pedig átlagos sebességüket jelenti.

Az egyik legjobb módszer az atomok sugarának a meghatározására az, hogy megmérjük a kristályok sűrűségét, és ebből az atomok tömegének ismeretében következtetünk az atomok térfogatára. Minden esetben ismernünk kell az atomok térbeli elrendeződését a kristályokban, és ebből kell kiszámítanunk, milyen mértékben töltik ki az atomok a rendelkezésükre álló térfogatot. Ennek meghatározása röntgen-szerkezeti vizsgálatokkal történik. Az így meghatározott atomrádiuszokat az 1. ábrán foglaltuk össze.

Nyilvánvaló, hogy a köznapi értelemben vett „pontos” atomsugár nem létezik. (Gondoljunk pl. arra, hogy a kristály atomjainak „elkent” elektronfelhői többé vagy kevésbé egymásba nyúlnak.) Érthető tehát, hogy az atomok sugarára a különböző módszerek többé-kevésbé eltérő értéket adnak. Ennek ellenére az atomsugárra az egymástól független módszerek mindegyike 10<sup>-8</sup> cm nagy-

ságrendű értéket szolgáltat. A modern elektron- és röntgen-mikroszkópok már az atom direkt leképezését is lehetővé teszik (2 ábra).

#### *Az atomok szerkezetére utaló első tapasztalatok*

Sommerfeld azt írja *Atombau und Spektrallinien* c. könyvének előszavában, hogy hamarabb megismertük volna az atom szerkezetét, ha előbb megtanultuk volna a „spektrumok nyelvét”. Kétségtelen, hogy spektrálanalízis ma is az atom-szerkezet és molekula-szerkezet vizsgálatának egyik legfontosabb módszere.

Newton vette észre 1666-ban, hogy a prizmán áthaladt fehér fény színes csíkot hoz létre, amelynek egyik széle piros, másik ibolyaszínű. E megfigyelés alapján Newton arra következtetett, hogy a fehér fény különböző színű fénysugarak keveréke, amelyek a prizmán való áthaladáskor különböző mértékben törnek meg. A színes képet Newton spektrumnak nevezte el. Minthogy azonban a beeső fény széles nyíláson haladt át, a Newton-féle spektrumban a különböző színek erősen egybeolvadtak. Wollaston a széles nyílást keskeny réssel helyettesítette, amelyet a prizma törő élével párhuzamosra állított. Ezáltal sikerült a színek színeit szétválasztania, és megalkotnia a színek vizsgálatokra alkalmas spektroszkópot (1802), amelynek jelentőségét hamar felismerték. Fraunhofer a Nap színeképében több száz sötét vonalat fedezett fel (Fraunhofer-féle vonalak). Megvizsgálta a csillagok színeképét is, és azt tapasztalta, hogy ezek színeképében a sötét vonalak kissé más elrendeződésűek. Ebből arra következtetett, hogy a sötét vonalak nem a földi atmoszféra abszorbeáló hatásának következményei. A Melloni-felfedezte termooszlop segítségével lehetővé vált az infravörös színeképek vizsgálata (1831.), s ezáltal eldőlt az a vita, vajon a fény és a hősugárzás lényegileg különböznek-e egymástól. Noha a spektroszkóppal a XIX. század elejétől kezdve számos anyag színeképét tanulmányozták, csak Kirchhoff vette észre, hogy az izzó szilárd testek spektruma folytonos, míg a gázok és gőzök vonalas színeképet emittálnak. A színekép vonalainak elrendeződése minden elemre jellegzetes, és alig függ a nyomástól és a hőmérséklettől. Ezt a felfedezést tekintjük a spektroszkópia alapjának (1860). Bunsen és Kirchhoff több elem spektrumát meghatározták; módszerük hatásosságát azzal bizonyították be leginkább, hogy két új elemet, a céziumot és a rubidiumot sikerült spektroszkópiailag úton felfedezniük. (Ezek az elemek éppen spektrumuk domináló színéről kapták elnevezésüket.) Ezt követte a tallium, az indium, a gallium, a ritka földfémek, az argon, a hélium, a krypton, a neon és a xenon spektroszkópiailag felfedezése.

Noha a spektrálanalízist kezdetől fogva első sorban a kémiai analízis kisegítőjének tekintették, hamarosan felismerték, hogy a spektrumok szerkezetének kapcsolatban kell állnia az atomok és molekulák belső szerkezetével. Kapcsolatot keres-



tek tehát a kémiai rokon tulajdonságú elemek spektrumai, továbbá egyugyanazon elem színképében található vonalak hullámhosszai között. Az első sikert ezen a téren Balmer érte el 1885-ben, amikor a hidrogénatom színképvonalainak hullámhosszára nagy pontossággal formulát talált. Néhány évvel később Kayser, Runge és Rydberg megállapította, hogy több más elem színképe is hasonló sorozatokból épül föl, és hogy e sorozatok vonalainak hullámhossza a Balmer-formulához hasonló képlettel állítható elő. Csaknem ugyanabban az időben Deslandres a molekulák sávos színképének leírására talált jó közelítő képletet.

Eleinte azt hitték, hogy a külső körülmények (nyomás, hőmérséklet) változtatásával a színképvonalaknak csak az intenzitása változtatható, de a hullámhosszuk nem. Zeeman 1896-ban megállapította, hogy a mágneses térbe helyezett fényforrás színképvonalai több vonalra (komponensre) hasadnak fel. Ugyanazon elem különböző vonalainak felhasadása különböző, úgyhogy ennek alapján az összetartozó vonalakat csoportokba lehetett osztani; egy sorozat vonalai mágneses tér hatására hasonló módon hasadnak fel.

Noha a sorozatformulákból kiszámított hullámhosszak rendkívül pontosan egyeztek a kísérleti értékekkel, e formulák elméleti magyarázata hosszú ideig nem sikerült. Erre vonatkozólag H. Kayser 1906-ban a Handbuch der Physik 6. kötetében a következőket írta: „Ha felteesszük, hogy egy spektrum vonalai közvetlenül az emittáló atom vagy elektronok rezgésének eredményei, akkor a vonalak nagy száma rendkívül meglepő; hiszen a vasnak pl. több, mint 5000 színképvonalát ismerjük! Esetleg feltehetjük, hogy egy spektrum különböző vonalai különböző atomoktól vagy molekuláktól származnak. Eszerint a világító gőzben különböző felépítésű molekulák lennének, és ezek együttes hatása hozza létre a teljes színképet. Ezzel magyarázható lenne az a tapasztalat, hogy hőmérséklet-változásokkor a színkép csak lassan változik, de sohasem ugrászerűen. Ha azonban a színkép minden vonalához más-más felépítésű molekulát vagy atomot rendelünk, a színkép ilyen értelmezését aligha tekinthetjük kielégítőnek. Sokkal inkább feltehetjük, hogy egy rezgő részecske nemcsak egyetlen vonal, hanem egész vonalsorozat emissziójára képes, amelyeknek a törvényszerűségeit valamilyen egyenletnek kell leírnia. Ha ismernénk a molekula szerkezetét és az atomokat összetartó erőket, ezt az egyenletet elméleti úton meg tudnánk határozni. Minthogy nem ez a helyzet, empirikus úton kell leszármaztatnunk a sorozatok tulajdonságaiból, hogy azután az egyenlet alapján következtessünk a molekulák szerkezetére. Ebben van a spektroszkópiai vizsgálatok alapvető fontossága.”

Térjünk azonban vissza a múlt század közepére, és kövessük azoknak a vizsgálatoknak a fejlődését, amelyek más szempontból utaltak az atomok szerkezetére. Plücker még 1858-ban megfigyelte, hogy ha a kisülési csőben a gáznyomást fokozatosan kb. 0,1 Hgmm alá csökkentjük, a cső belseje csaknem teljesen elsötétül, de a cső fala a katóddal szemben fekvő helyen élénk sárgas-

zöld színben kezd világítani. A fluoreszkálást okozó katódsugarak fontosabb tulajdonságait először Hittorf és Crookes tanulmányozta. Már 1879-ben felmerült az a gondolat, hogy a katódsugárzásban az atomoknál kisebb tömegű negatív töltésű részecskék mozognak. Crookes-nak ez a gondolata azonban csak akkor nyert polgárjogot a fizikában, amikor Perrin 1895-ben a katódsugarakat fémlemezen felfogta, és kimutatta, hogy a lemez negatív töltésre tett szert. A további feladat a részecskék tömegének és töltésének a meghatározása volt. Ezt a feladatot elsőnek J. J. Thomson oldotta meg 1897-ben. A részecskék elektromágneses térbeli eltérüléséből meghatározta fajlagos töltésüket, és arra

$$\frac{e}{m} = 7,7 \cdot 10^6 \text{ el. mágn. egs. egys.}$$

értéket kapott.

Az elektrolízis Faraday-féle törvényéből tudták, hogy minden anyag gramm-egyenértéksúlynyi mennyiségének kiválasztásához 96 500 Coulomb elektromos töltés szükséges. Vagyis pl. 1 gramm-súlynyi hidrogénion 96 500 Coulomb elektromos töltést visz magával. Minthogy a gramm-atom-súlynyi mennyiségben foglalt ionok számát ismerjük, kiszámíthatjuk egyetlen hidrogénion töltését. Ilyen módon azután megállapították, hogy az elektrolitban minden ion töltése egy legkisebb töltés egészszámu többszöröse. Ennek nyomán felmerült az a gondolat, hogy az elektromosság atomos szerkezetű: csak a legkisebb töltésegység többszöröseiben fordulhat elő. Ez a gondolat ismét előtérbe került, amikor a katódsugarak részecskéit megismerték. Nagyon meglepő volt azonban, hogy a katódsugárzásban mozgó részecskék tömege kb. 1850-szer kisebbnek adódott a legkönnyebb kémiai atomnak, a hidrogénatomnak a tömegénél.

E részecskéknek, az elektronoknak a létezését azonban más vizsgálatok is igazolták. Ezek közül egyik legfontosabb a fényelektromosság jelensége, amelyet H. Herz fedezett fel 1887-ben. Azt találta, hogy cinkgömbök között sokkal könnyebben ugrik át a szikra, ha az egyik gömböt ultraibolya fénnel világítja meg. E fényelektromos hatás mibenlétét — elsősorban Sztoljetov, Lénárd és Thomson — részletesen tanulmányozták, és megállapították, hogy a fémekből az ultraibolya fény hatására negatív töltésű részecskék lépnek ki, amelyeknek tömege és töltése egyenlő a katódsugarak részecskéinek tömegével, illetve töltésével (Thomson, 1899.). Noha a fényelektromos jelenséggel kapcsolatban a századfordulón még sok probléma megoldatlan maradt, a vizsgálatok eredménye kétségtelenné tette az elektronok létezését. Megállapították, hogy az elektronok általában atomokhoz vannak kötve, minden atomnak alkotórészei és csak kivételesen találhatók szabad állapotban, pl. a katódsugarakban, ill. az elektronok az atomokból pl. ultraibolya sugárzás segítségével leszakíthatók.



Kövessük most azoknak a kutatásoknak a menetét, amelyek Becquerel felfedezése után indultak meg, és amelyek döntő mértékben hozzájárultak az atomok szerkezetének alaposabb megismeréséhez. A radioaktivitásról van szó. Felfedezésének körülményei ismertek. Az a megfigyelés, hogy az 1895-ben felfedezett röntgensugarak az üvegeső falának fluoreszkáló helyéről indulnak ki, Becquerelt annak a vizsgálatára indította, vajon más fluoreszkáló anyagok nem bocsátanak-e ki magukból hasonló áthatoló sugárzást. Ilyen módon rövidesen (1896) azt találta, hogy az uránvegyületek a fényképező lemezt akkor is megfeketítik, a levegőt akkor is ionizálják, ha fekete papírba vagy fémdobozba zárjuk. A Curie-házaspár jóformán az összes ismert vegyületet és ásványt rendszeres vizsgálatnak vetette alá, és azt találta, hogy csak az urán- és tóriumvegyületek bocsátanak ki ilyen áthatoló sugárzást. Megállapították, hogy az uránvegyületek aktivitása urántartalmukkal egyenesen arányos, tehát a radioaktivitás az uránatom tulajdonsága. Ettől a szabálytól csupán néhány urántartalmú ásvány, különösen a joachimstali uránszurokére mutatott eltérést. Ennek aktivitása közel négyszer akkora, mint ami a 60–70%-os urántartalomnak megfelelő. Ebből Curie-ék arra következtettek, hogy az uránszurokére valamilyen erősebb aktivitású anyagot is tartalmaz, és hozzáláttak megkereséséhez. E fáradtságos és izgalmas munka eredményeképpen, több ezer átkristályosítás után az új, rádiumnak nevezett elem színeke tisztán volt látható. Aktivitását többmill. öször erősebbnek mérték az urán aktivitásánál. E nagyszabású felfedezést lázas kutatómunka követte. Felfedezték az ugyancsak radioaktív polóniumot is, melyet Curie-né, M. Skłodowska szülőhazájáról, Lengyelországról nevezett el. Megállapították, hogy más, könnyebb elemek is radioaktívak lehetnek. (Ma már sok száz radioaktív izotópot ismerünk.)

Első feladatként a radioaktív sugárzás mibenlétét kellett tisztázni. Megállapították, hogy a háromfajta radioaktív sugárzás lehetséges:  $\alpha$ -,  $\beta$ - és  $\gamma$ -sugárzás. A részletesebb vizsgálat megmutatta, hogy az  $\alpha$ -részek két elemi töltéssel rendelkeznek, tömegük pedig négyszerese a hidrogénatom tömegének. Ramsay és Soddy (1903) kimutatta, hogy a radioaktív átalakulás közben He keletkezik, ezért a legvalószínűbb feltevés az volt, hogy az  $\alpha$ -részek azonosak a héliumionokkal. A  $\beta$ -sugárzásban ismét ráismertek a negatív elemi töltés hordozóira, az elektronokra; a  $\gamma$ -sugarakról pedig hamar felismerték, hogy nagy rezgésszámi elektromágneses hullámok.

Rutherford és Soddy fogalmazta meg világosan először azt a gondolatot (1903), hogy azt az óriási energiamentiséget, amelyet a radioaktív anyagok magukból kibocsátanak, az atomok bomlása szolgáltatja. Eszerint a radioaktív anyagok atomjai nem stabilisak, hanem átalakulhatnak. Az átalakulásnak az atom „belső részében” kell lefolynia, minthogy a radioaktív bomlás ugyanolyan sebességgel játszódik le a vörös izzás és a cseppfolyós

levegő hőmérsékletén, vákuumban vagy több ezer atmoszféra nyomáson, független az anyag koncentrációjától, és semmiféle kémiai beavatkozással sem lehet befolyásolni.

Becquerel felfedezése nyomán megdőlt tehát az atomok oszthatatlanságába vetett hit és — noha a századfordulón ennek módját még nem is sejtették — sokan hitték, hogy a radioaktív bomlás mesterségesen is előidézhető. Az alkimisták vágyának teljesülése már nem látszott lehetetlennek. A radioaktív bomlással, a radioaktivitás atomelméleti jelentőségével kapcsolatban Stark 1905-ben a következőket írta: „Az urán, tórium, rádium és aktínium radioelemeket kémiai és egyéb fizikai tulajdonságaik alapján a többi kémiai elemmel egy csoportba kell sorolnunk. Ha tehát feltesszük, hogy a radioaktivitás az atomok belsejében lejátszódó mozgás, a mozgás megváltozása által okozott instabilitás következménye, akkor közelfekvőnek látszik az a gondolat, hogy a többi elem atomjaiban is hasonló mozgás játszódik le, e mozgás megváltozása a többi elemekben is bomlást idézhet elő. A radioelemek és a többi elem atomjai közt tehát nem lehet kvalitatív, hanem csak kvantitatív különbség, csupán a stabilisnak mondott elemek felezési ideje rendkívül nagy.

Valóban megfigyelték, hogy az edénybe zárt gázok kis mértékben mindig ionizált állapotban vannak. Az eddigi kísérleti eredmények azt sejtetik, hogy ezt az ionizációt valamilyen sugárzás okozza, amelyet az edény falai bocsátanak ki magukból. Azt is megállapították, hogy a különböző fémedényekbe zárt gázok különböző mértékben ionizáltak. Ma még nem állapítható meg, hogy ezt a sugárzást a stabilisnak gondolt elemek radioaktivitása okozza-e vagy az, hogy a stabilis elemek kis mennyiségű radioaktív elemet tartalmaznak. Ennek a kérdésnek óriási elvi jelentősége van. A radioaktivitást ugyanis nem szabad egyszerűen érdekes jelenségnek tekinteni. Felmérhetetlen jelentősége abban van, hogy bebizonyosodott az oszthatatlannak gondolt atomok oszthatósága. A radioaktív bomlás tanulmányozása kétségtelenül új tudományág, az atomfizika kifejlődését fogja eredményezni, amelynek az lesz a feladata, hogy a kémiai atom belső szerkezetét, az atom belsejében lejátszódó folyamatokat vizsgálja.”

Még egy felfedezést kell megemlítenünk a múlt századból, mert az atomelmélet szempontjából rendkívül nagy a jelentősége. Langley a bolométer felfedezésével (1881) olyan eszközhöz juttatta a fizikust, amelynek segítségével rendkívül kis ( $10^{-6}^{\circ}\text{C}$ -nál kisebb) hőmérsékletváltozások is mérhetőkké váltak. Ez az eszköz lehetővé tette az infravörös színkép precízebb kimérését. Paschen (1893) a bolométer segítségével gondosan mérte az izzó szilárd testek spektrumában az intenzitás eloszlását, hogy ebből a fekete test spektrumában az energiaeloszlás, a frekvencia és a hőmérséklet összefüggésére következtessen. A kísérleti eredmények elméleti értelmezésével többen is foglalkoztak. A probléma végleges megoldása M. Plancknak sikerül 1900-ban; látszólag nagy áron. A korábbi fizika meggyőződéssel vallotta, hogy *natura non facit saltus*. A fekete test sugárzásának



energiaeloszlását viszont Planck azzal a forradalmi gondolattal tudta a tapasztalattal kiváló egyezésben magyarázni, hogy a sugárzásban az energia nem folytonosan, hanem  $h\nu$  energiakvantumokban oszlik el ( $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$  ergsec,  $\nu$  a rezgésszám). Kevesen gondolták akkor, hogy ez a zseniális gondolat fontos szerephez jut az atomszerkezet tanulmányozásában, az atomszínképek és az atomszerkezet összefüggésének értelmezésében.

### A Rutherford—Bohr-féle atommodell

A katódsugárzás elektronjait Lénárd vékony alumíniumablakon át kivezette a kisülési csőből, hogy a fémlemezekben való áthaladásukat, szóródásukat tanulmányozza. Azt találta, hogy a gyors elektronok igen nagy számú atomon áthaladhatnak számottevő eltérés nélkül. Az atomok tehát nem tekinthetők „tömör” gömböknek, hanem belsejükben tekintélyes „üres” térnek kell lennie. Lénárd következtetéseit Rutherford kvantitatíve is megvizsgálta. Rutherford szerencsésebb kézzel nyúlt a problémához. Kísérleteiben (1911) az atomokat bombázó részek nem elektronok, hanem a radioaktív sugárzás  $\alpha$ -részei voltak. Rutherford is azt találta, hogy csak elvétve fordul elő egy-egy  $\alpha$ -rész nagyszögű eltérése, szóródása. Ebből azt a következtetést vont le, hogy az atom belsejében rendkívül kis kiterjedésű pozitív magnak kell lennie, és itt van egyesítve az atom tömegének legnagyobb része. Ez a mag okozza az  $\alpha$ -részek nagyszögű eltérését. A pozitív töltésű mag körül keringenek a negatív töltésű elektronok, amelyek — kis tömegük lévén — az  $\alpha$ -részt számottevően nem téríthetik el eredeti mozgásirányától. Az elektronok keringéséhez szükséges centripetális erőt a pozitív töltésű mag és az elektron Coulomb-vonzása szolgáltatja.

Ennek az atommodellnek a helyességét Rutherford kvantitatíve is megvizsgálta: kidolgozta az  $\alpha$ -részek szóródásának az elméletét, és azt kísérletileg ellenőrizte. Azt találta, hogy a  $d\Omega$  térszög-intervallumba szóródó  $\alpha$ -részek  $dN$ -száma (ha a szóródást egyetlen atommag okozza):

$$dN = n \frac{Z^2 e^4}{m^2 v^4} \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}},$$

ahol  $n$  az  $1 \text{ cm}^2$ -en áthaladó  $\alpha$ -részek száma,  $Ze$  az atommag töltése,  $m$  az  $\alpha$ -rész tömege,  $v$  a sebessége,  $\vartheta$  pedig a beeső és a szórt  $\alpha$ -rész mozgásiránya közti szög. A Rutherford-féle formula lehetővé teszi  $Z$ -nek, vagyis a magban levő pozitív elemi töltések számának a meghatározását. Erre Chadwick dolgozott ki kísérleti módszert, és azt találta, hogy az elemek atommagjában levő pozitív elemi töltések száma egyenlő az elemek rendszámával. Így a rendszám közelebbi fizikai jelentést kapott.

A Rutherford-féle szórási képletet gondos kísérleti ellenőrzésnek vetették alá. A szóródás leírásánál Rutherford

ford abból a feltevésből indult ki, hogy a Coulomb-törvény atomi méreteken belül is érvényes. Blackett részletes vizsgálatait azt mutatták, hogy a szórási törvénytől eltérés mutatkozik, ha az  $\alpha$ -rész az atommag középpontjához kb.  $10^{-12} \text{ cm}$ -nél közelebb kerül. Ilyen kis távolságban az  $\alpha$ -rész és az atommag között igen erős vonzóerő lép fel, amely a távolság növekedésekor rohamosan csökken és jóval intenzívebb, mint a Coulomb-féle taszítóerő.

Mióta felismerték, hogy a gázok színképében a vonalak elrendeződése minden elemre jellemző, attól kezdve nyilvánvalónak tartották, hogy a színkép szerkezetének összefüggésben kell állnia az atomban levő elektronok mozgásával. Ezt az összefüggést Niels Bohrnak sikerült megtalálnia 1913-ban. Bohr a Rutherford-féle atommodellre építette meg gondolatait. Ezzel az atommodellel kapcsolatban nagy problémát jelentett az, hogy benne az elektron gyorsuló mozgást végez. A klasszikus elektrodinamika szerint azonban a gyorsuló töltés elektromágneses sugárzást (azaz energiát) emittál. A mag körül keringő elektronnak tehát fokozatosan el kellene vesztenie energiáját, és végül bele kellene esnie a magba.

A gordiuszi csomót Bohr azzal a merész feltevessel oldotta meg, hogy az atomi jelenségek körében a klasszikus fizika törvényei csak korlátozottan érvényesek. A színképek törvényszerűségeinek értelmezésére, az atomok szerkezetére Bohr a következő posztulátumokat állította fel:

1. Az elektronok az atomban nem keringhetnek (a klasszikus mechanika által megengedett) tetszőleges pályán, hanem csak meghatározott, ún. stacionárius pályákon. Ezeken a pályákon keringő elektronok a klasszikus elektrodinamika követelményeivel ellentétben nem sugároznak.

2. Egy-egy stacionárius pályához az atomnak meghatározott energiájú állapota tartozik. Alapállapotban az elektron a legkisebb sugarú pályán kering. Hogy az elektront valamelyik külsőbb pályára vigyük, meghatározott energiát, a két pályához tartozó energia különbségét kell vele közölni. Ezt az energiát gerjesztési energiának nevezzük. A nagyobb energiájú gerjesztett állapotból az elektron átlagban  $10^{-8} \text{ sec}$  múlva magától, spontán visszaugrik a kisebb energiájú pályák valamelyikére, vagy közvetlenül az alapállapotba. Eközben a kezdeti és a végállapothoz tartozó energiák különbségét sugárzás alakjában emittálja.

3. A kisugárzott fény (színképvonal)  $\nu$  frekvenciáját a Bohr-féle frekvencia-feltételből határozhatjuk meg:

$$E_k - E_v = h\nu, \quad (1)$$

ahol  $h = 6,62 \cdot 10^{-27} \text{ ergsec}$  a Planck-féle állandó.

4. Hátra van még annak megállapítása, melyek a megengedett, stacionárius pályák. Bohr szerint az elektron sugárzás nélkül csak olyan körpályákon keringhet, amelyekben az elektron  $p = mv$  impulzusának és a körpálya  $2\pi r$  kerületének szorzata a Planck-állandó egész számú többszöröse:

$$2\pi r m v = n h \quad (n = 1, 2, 3 \dots) \quad (2)$$



Ezt a Bohr-féle kvantumfeltételt úgy is megfogalmazhatjuk, hogy stacionárius pályán az elektronnak a pálya középpontjára vonatkoztatott  $rmv$  impulzusmomentuma a Planck-állandó  $2\pi$ -ed részének egész számú többszöröse.

Mint hogy a makrofizikában és az atomok mozgásának leírásában (a kinetikus gázelméletben) a klasszikus mechanika és elektrodinamika törvényei helyeseknek bizonyultak, Bohr a kiépítendő atomelmélettel szemben azt a követelményt támasztotta, hogy nagy tömeg és nagy pályaméret esetén az atomelmélet törvényei egyezzenek meg a klasszikus fizika törvényeivel. Ez a követelmény a lényege a Bohr-féle korrespondencia-elvnek.

A Bohr-féle frekvenciafeltétel összefüggést állapít meg az atom gerjesztési energiája és az emittált színeképvonal frekvenciája között. Másrészt a Bohr-féle posztulátumokból következik, hogy az atomok nem vehetnek fel vagy adhatnak le tetszőleges mennyiségű energiát, hanem csak meghatározott, „kvantált” energiaadagokat. Ezeknek a következtetéseknek meggyőző és kvantitatív kísérleti igazolása Francknak és Hertznek sikerült 1914-ben. Hg-gőz atomjait bombázták elektronokkal, amelyeknek az energiáját elektromos térrel szabályozták. Valóban azt találták, hogy a higanyatomokba ütköző elektronok csak akkor képesek átadni kinetikus energiájukat, ha ez az energia meghatározott, kvantált energiaértékek valamelyike. Az ütközés során gerjesztett higanyatomok gerjesztési energiájukat kisugározták s a kisugárzott fény frekvenciája összhangban volt a Bohr-féle frekvenciafeltétellel.

#### *A hidrogénatom színeképének magyarázata a Bohr-elmélet alapján*

A hidrogénatom látható és közeli ultraibolya színeképtartományba eső színeképvonalainak  $\bar{r} = \frac{1}{\lambda}$  hullámszámát nagy pontossággal írja le a

$$\bar{r} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (3)$$

Balmer-féle formula (1885), amelyben

$$R = 109677,58 \text{ cm}^{-1} \quad (4)$$

az ún. Rydberg-állandó. A Bohr-féle posztulátumok segítségével ezt a formulát értelmezni lehet, az  $R$  Rydberg-állandót pedig atomi mennyiségekre lehet visszavezetni.

A hidrogénatom a periódusos rendszer első eleme. Magjának egyetlen pozitív elemi töltése van, körülötte egy elektron kering. (A „közönséges” hidrogén magja egyetlen protonból áll. A hidrogénnek másik két izotópja is ismeretes: a deutérium és a tritium. Az előbbinek a magja a protonon kívül egy neutron, az utóbbié két neutron tartalmaz. Mindkét nehéz hidrogénizotópnak nagy szerepe van a fúziós magreakciók létrehozásában.) Bohr nyomán feltesszük, hogy a nyugalomban levő mag körül az elektron  $r$  sugarú körpályán kering állandó  $\omega = \frac{v}{r}$  szögsebességgel. A centripetális erőt a mag és az elektron töltésének Coulomb-vonzása szolgáltatja:

$$m_e r \omega^2 = \frac{e^2}{r^2}, \quad (5)$$

ahol  $m_e$  az elektron tömege,  $e$  az elemi töltés. A klasszikus fizika még akármilyen sugarú pályát megengedne, megfelelő szögsebesség mellett. A Bohr-féle kvantumfeltétel szerint azonban csak az olyan pályák megengedettek, amelyekre

$$rm_e v = n \frac{h}{2\pi}$$

Vagy más alakban:

$$rm_e v = n\hbar, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (6)$$

ahol a következő jelölést vezettük be:

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}.$$

Az (5) klasszikus és a (6) kvantumelméleti egyenletekből a megengedett elektronpályák  $r$  sugara és az elektron keringésének  $\omega$  szögsebessége kiszámítható:

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2}{m_e e^2}. \quad (7)$$

Az  $n$  index azt fejezi ki, hogy az egyes stacionárius pályák sugarát megkapjuk, ha  $n$  helyére a természetes számokat helyettesítjük.  $n = 1$ -re kapjuk a legkisebb pálya sugarát (az első Bohr-féle hidrogénrádiust), amelyet  $a_0$ -val szokás jelölni:

$$r_1 = a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ cm}.$$

Ez az elméleti érték jó összhangban van a más úton nyert eredményekkel, ezért a Bohr-elmélet komoly sikerének tekinthető.

Az egyes pályákhoz tartozó szögsebességek pedig:

$$\omega_n = \frac{m_e e^4}{n^3 \hbar^3},$$

és az elektron kerületi sebessége:

$$v_n = \frac{e^2}{n\hbar}. \quad (8)$$

Tájékozódásul számítsuk ki, mekkora sebességgel mozog az elektron az  $n = 1$  „kvantumszámú” legbelső pályán:

$$v_1 = \frac{e^2}{\hbar} = 2,182 \cdot 10^8 \text{ cm sec}^{-1}.$$

Ezután már kiszámíthatjuk, mekkora a hidrogénatom energiája a különböző kvantumpályákon. (7) és (8) felhasználásával:

$$E_n = \frac{1}{2} m_e v_n^2 - \frac{e^2}{r_n} = - \frac{m_e e^4}{2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (9)$$



(A negatív előjel azt juttatja kifejezésre, hogy a hidrogénatom „kötött” állapotban van: energiát kell vele közölni, hogy az elektront leszakítsuk a magról. Ez tulajdonképpen annak következménye, hogy a potenciális energia  $-\frac{e^2}{r}$  alakjának felírásakor megállapodtunk abban, hogy a magtól végtelen távol levő elektron potenciális energiáját zérusnak választjuk.) Alapállapotban ( $n = 1$ ) a hidrogénatom kötési energiája:

$$E_1 = -\frac{m_e e^4}{2 \hbar^2} = -13,596 \text{ eV},$$

Tehát 13,6 eV energia szükséges ahhoz, hogy a H-atom elektronját az alapállapotból leszakítsuk, vagyis a hidrogénatomot ionizáljuk. (Mólyi mennyiségű H-gáz ionizációs energiája alapállapotban 313,6 kcal. A kémiában meghatározott ionizációs energia ennél mindig kisebb. Adott hőmérsékleten ugyanis az atomoknak csak egy része van alapállapotban, a többi — az atomok ütközése miatt — többé vagy kevésbé magas gerjesztett állapotban van. Ebben az állapotban az ionizációs energia kisebb. Ezért a kémiai és a fizikai ionizációs energiák összehasonlításakor a kémiai ionizációs energiát a hőmérséklet abszolút zéruspontjára kell redukálni.)

Tekintsük most a hidrogénatom stacionárius állapotai közt az átmeneteket. Jelöljük a kezdeti (gerjesztett) állapot kvantumszámát  $n_k$ -val, a végállapotét  $n_v$ -vel. A Bohr-féle frekvenciafeltétel szerint a két állapot közti átmenet alkalmával a hidrogénatom olyan sugárzást bocsát ki, amelynek frekvenciájára a következő képlet érvényes:

$$h\nu = E_k - E_v = \frac{m_e e^4}{2 \hbar^2} \left( \frac{1}{n_v^2} - \frac{1}{n_k^2} \right)$$

A  $\bar{\nu} = \frac{\nu}{c}$  hullámszámmra tehát a következő formulát kapjuk:

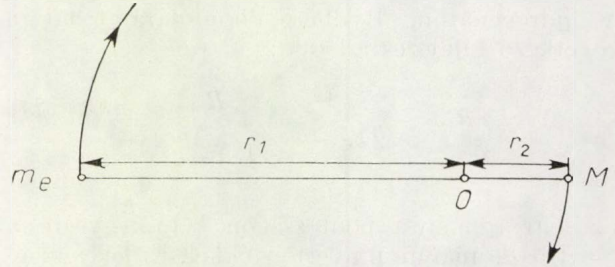
$$\bar{\nu} = \frac{m_e e^4}{2 \hbar c \hbar^2} \left( \frac{1}{n_v^2} - \frac{1}{n_k^2} \right) \quad (10)$$

Ebből a képletből a (3) Balmer-formula  $n_v = 2$  és  $n_k = 3, 4, 5, \dots$  megfeleltetéssel adódik. A Balmer-vonalakat tehát a hidrogénatom akkor sugározza ki, ha (az előzőleg valamiképpen, pl. hevítéssel vagy bombázással gerjesztett) elektronja az  $n = 3, 4, 5, \dots$  kvantumszámokkal jellemzett pályákról az  $n = 2$  kvantumszámú állapotba ugrik. A (3) és (10) formula összehasonlítása alapján a Rydberg-állandót a következőképpen fejezhetjük ki:

$$R_\infty = \frac{m_e e^4}{2 \hbar c \hbar^2} = 109737,3 \text{ cm}^{-1}.$$

Ez az érték nem egyezik pontosan a spektroszkópiai úton nyert értékkel. Az eltérés oka első sorban az, hogy az előbbieken az atommagot

nyugalomban levőnek tekintettük. Ez azonban csak akkor lenne helyes, ha a mag tömege végtelen nagy lenne. (Ezt juttatja kifejezésre a  $\infty$  index a Rydberg-állandó mellett.) Valójában az atom tömegközéppontja van nyugalomban és e körül kering az elektron és az atommag egyenlő szögsebességgel.



3. ábra

Jelölje ismét  $r$  az atommag és az elektron kölcsönös távolságát,  $r_1$  ill.  $r_2$  pedig az elektron, ill. a proton távolságát az  $O$  tömegközépponttól (3. ábra):

$$r_1 + r_2 = r \quad (11)$$

Ha  $M$ -mel jelöljük a proton tömegét, akkor a tömegközéppont definíciója szerint:

$$m_e r_1 = M r_2. \quad (12)$$

A két utóbbi egyenlőségből:

$$r_1 = \frac{M}{m_e + M} r, \quad r_2 = \frac{m_e}{m_e + M} r \quad (13)$$

Ezek után áttérhetünk a stacionárius pályák és az energia meghatározására. A klasszikus egyenlet most is az, hogy az elektronra ható  $e^2/r^2$  Coulomb-erő egyenlő a centripetális erővel:

$$m_e r_1 \omega^2 = \frac{e^2}{r^2}, \quad (14)$$

A kvantumfeltétel szerint az atom teljes impulzusmomentuma a  $\hbar$ -nak csak egészszámu többszöröse lehet:

$$m_e r_1^2 \omega + M r_2^2 \omega = n \hbar. \quad (15)$$

Ha ennek az egyenlőségnek a bal oldalán az  $m_e r_1 \omega$ -t kiemeljük és figyelembe vesszük a (12) összefüggést a következő egyenletet kapjuk:

$$m_e r_1 (r_1 + r_2) \omega = n \hbar, \quad (16)$$

Helyettesítsük be a (14) és (16) formulákban  $r_1$  helyére (13) kifejezést:

$$\frac{m_e M}{m_e + M} r \omega^2 = \frac{e^2}{r^2} \quad (17)$$

$$\frac{m_e M}{m_e + M} r^2 \omega = n \hbar \quad (18)$$

Ezek a formulák a végtelen tömegű magra vonatkozó (5) és (6) képletektől csak abban különböznek, hogy az elektron  $m_e$  tömege helyére az

$$\bar{m} = \frac{m_e M}{m_e + M} = \frac{m_e}{1 + m_e/M}$$

redukált tömeg került. Minthogy a proton  $M$  tömege kereken 1836-szor nagyobb az elektron tömegénél, az  $\bar{m}$  redukált tömeg csak kicsit tér el az elektron tömegétől.



A hidrogénatom energiájára kapott kifejezés a mag mozgásának figyelembevétele után csak annyiban fog módosulni, hogy az elektron tömegének helyére a hidrogénatom  $\bar{m}$  redukált tömege lép:

$$E_n = \frac{\bar{m}e^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

A hidrogénatom Rydberg-állandójára tehát a következő kifejezés adódik:

$$R_H = \frac{\bar{m}e^4}{2\hbar c \hbar^2} = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_e}{M}}$$

Ez már a mérési pontosságon belül egyezik a spektroszkópiai úton nyert értékkel. Érdekes megemlíteni, hogy a deutérium felfedezését éppen az a körülmény tette lehetővé, hogy  $R_D$  kissé eltér  $R_H$ -től, ezért minden hidrogén-színképvonalat egy igen halvány másik vonal kíséri. Urey ennek észlelése alapján következtetett 1932-ben a nehéz-hidrogén léteire.

Térjünk vissza a hidrogén színképvonalainak hullámszámaira. Azoknak a színképvonalaknak az összességét, amelyek a (9) képletből

$$n_0 = 1, n_k = 2, 3, 4, \dots$$

helyettesítéssel adódnak, Lyman-sorozatnak nevezzük. Ezek a színképvonalak akkor emittálódnak, ha a hidrogénatom elektronja az  $n = 2, 3, 4, \dots$  kvantumszámokhoz tartozó gerjesztett állapotok valamelyikéből

az alapállapotba ( $n = 1$ ) ugrik át. A sorozat két széléhez tartozó hullámhosszak:

$$\bar{\nu}_{1,2} = R_H \left(1 - \frac{1}{n^2}\right), \lambda_{\max} = \frac{1}{\bar{\nu}_{1,2}} = 1215 \text{ Å}$$

$$\bar{\nu}_{1,\infty} = R_H, \lambda_{\min} = \frac{1}{\bar{\nu}_{1,\infty}} = 911 \text{ Å}$$

Mindkét hullámhossz, tehát az egész Lyman-sorozat az ultraióbolya színképtartományba esik. Sikertült kimérni azokat a sorozatokat is, amelyekhez az  $n = 3, 4$ , ill.  $5$ . kvantumszámú végállapot tartozik. Ezeket a sorozatokat felfedezőjükről Paschen-, Brackett-, ill. Pfund-sorozatnak nevezzük.

A Bohr-elmélet szerint az atom az emittált színképvonalak frekvenciájával egyező frekvenciájú fényt abszorbeálni is képes. Ilyenkor az atom gerjesztett állapotba kerül, a gerjesztési energiát a ráeső sugárzásból veszi fel. Könnyen belátható, hogy a hidrogénatom abszorpciós színképében általában csak a Lyman-sorozat jelentkezik. Tekintsünk el egyenlőre attól, hogy a hidrogéngáz normális hőmérsékleten molekuláris állapotban van, és gondoljunk atomos hidrogénra. Nem túlságosan magas hőmérsékleten az atomok legnagyobb része alapállapotban van. Az ilyen atomok azonban csak azokat a színképvonalakat abszorbeálhatják, amelyeknek első (kezdeti) állapota az alapállapot ( $n = 1$ ). Ezeket a vonalakat rezonancia-vonalaknak szokták nevezni. Magas hőmérsékleten (pl. az állócsillagokban) már az atomok tekintélyes hányada rendelkezhet akkora sebességgel, hogy az ütközések következtében jelentős részük gerjesztett állapotba kerül. Ilyenkor a többi sorozat abszorpciója is észlelhető mértékben jelentkezik.

(Folytatása következik)

Szabó János

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Elméleti Fizikai Intézete

## A FIZIKA TANÍTÁSA

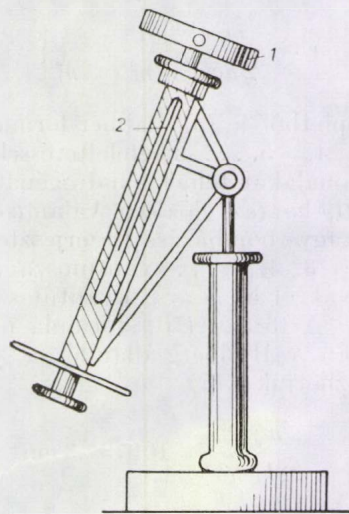
### A Napállandó mérése vízkaloriméterrel

Egyszerű kísérlet lehetővé teszi a szoláris konstans elég jó közelítéssel való meghatározását, olyan eszközök segítségével, melyek minden fizikai szertárban megtalálhatók. A kísérlet ezenkívül bemutatja és alkalmazza a kalorimetria alaptörvényeit, a fekete test viselkedését; világosan mutatja a hőszugárzás energiatartalmát, bevezet egyes meteorológiai és csillagászati alapfogalmakat és végül a Stefan–Boltzmann-törvény felhasználásával kiszámíthatóvá teszi a Nap effektív hőmérsékletét. Az egész gyakorlat jól illusztrálja a fizikai kutatás módszereit, amennyiben összekapcsolja az elméleti törvényeket a mérés eredményeivel és így ad meg olyan értéket, melynek meghatározása a laikus előtt messzemenően problematikusnak látszik.

A Napállandó a Napról a Nap–Föld távolságban, a sugarakra merőlegesen álló, egy  $\text{cm}^2$  felületre, egy perc alatt beeső kalóriák száma.

Mérésünk alapelve az, hogy a Nap sugárzásával ismert fajhőjű, jól definiált folyadékot (jelen esetben vizet) melegítünk fel és a kaloriméter folyadékhőmérsékletének emelkedéséből következtetünk a Napról jövő hőszugárzás energiatartalmára. Az első vízkalorimétert a Nap sugárzásmérésére (pirheliométer) Pouillet szerkesztette 1838-ban. Egy lapos henger alakú, fém szelence bekormozott homloklapját (1. ábra) tette ki merőlegesen a Nap sugarainak és a szelencébe zárt 100 g víz hőemelkedését mérte. Hasonló kalorikus elven számos napsugárzás mérő műszert, pirheliométert szerkesztettek, csak a kaloriméter test volt víz helyett higany, olvadó jég, vagy párolgó éter; amikor is a fajhő, az olvadási,

ill. párolgási hő ismeretében lehetett a sugárzás energiatartalmára következtetni. Ilyen kalorimetrikus pirheliométerek voltak használatban a századfordulóig, amitől

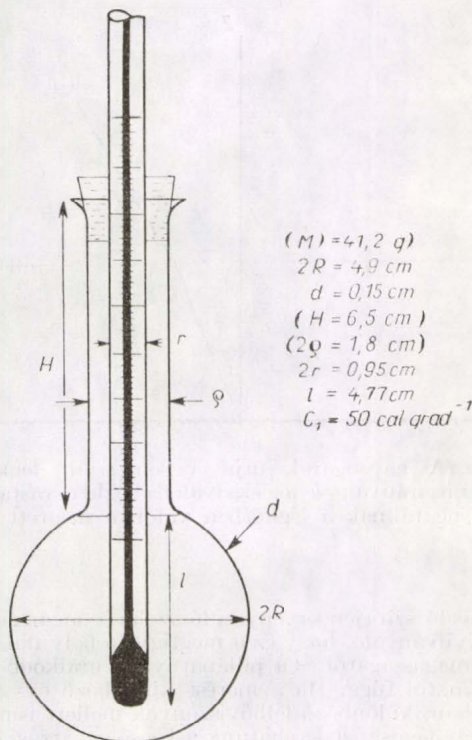


1. ábra. Pouillet-féle pirheliométer. 1. A Nap felé fordított vízzel telt fémszelence; 2. hőmérő, melynek gömbje a vízbe ér



kezdve az Angström-féle termoelektromos pirheliométerek az összes többi műszereket kiszorították. Didaktikai célból azonban a sugárzásmérő kaloriméterek nemcsak, hogy megfelelőek, hanem szemléletesebb kivitelezésük miatt tanulságosabbak is.

Kísérletünkben kaloriméter gyanánt vízzel töltött gömblobbikot használunk. A lombik egyszerű, hosszúnakú 50 ml-es gömblobbik; méretei a 2. ábrán vannak feltüntetve. A lombikba 50,0 g vizet helyezünk, ami pontosan kitölti a gömbszerű részét. A víz betöltése előtt a lombikot sugárelnyelő fekete testté alakítjuk át. Ez egyszerűen olyan módon történik, hogy a lombik



2. ábra. A kísérletnél használt gömblobbik és hőmérő méretei. (A zárójelben levő értékek a számításhoz nem szükségesek)

gömb alakú részét gyertya füstölő lángjába tartjuk és abban egyenletesen mozgatva forgatjuk. A ráakadó koromrétegtől előbb füstös barna, majd teljesen tompa fényű, fekete lesz, kissé bársnyos felülettel. A lombik nyílásába átfúrt parafadugó segítségével bothőmérőt dugunk. Szükséges, hogy a tizedfokok becsülhetők legyenek rajta. Ezzel a fekete test kaloriméterünk készen van, lombikfogóval függőlegesen álló laboratóriumi, vas állványba fogjuk be.

A mérés megkezdése előtt meg kell határoznunk kaloriméterünk hőkapacitását. Ez történhet ismert hőfokú víz beleöntésével, vagy más hasonló módon, de meghatározhatjuk a hőkapacitást számítás útján is. Kaloriméterünk hőkapacitása három tagból tevődik össze: A benne levő víz  $c_1$ , a lombik tömegének  $c_2$  és a hőmérő benyúló részének  $c_3$  hőkapacitásából.

$$C = c_1 + c_2 + c_3$$

Esetünkben:  $c_1$  (mivel 50,0 g vizet használtunk)  $50,0 \text{ cal} \cdot \text{grad}^{-1}$ . A lombik falának hőkapacitása  $4 \cdot R^2 \pi \cdot d \cdot \varphi$ , ahol  $R$  a lombik gömbjének sugara,  $d$  a lombik falának vastagsága és  $\varphi$  az üveg térfogat egységének fajhője, mely laboratóriumi üvegeknél számszerűen  $0,45 \text{ cal/cm}^3$ .

$$c_2 = 4 R^2 \cdot \pi \cdot d \cdot \varphi = 4 \cdot (2,45)^2 \cdot 3,14 \cdot 0,15 \cdot 0,46 = 5,2 \text{ cal} \cdot \text{grad}^{-1}.$$

A hőmérő hőkapacitásának kiszámításánál kihasználjuk, hogy a térfogat egység fajhője higany és üveg esetén azonos, ezért csak a hőmérő benyúló részének térfogatát kell meghatározni. Ezt henger alakúnak feltételezve esetünkben:

$$c_3 = r^2 \cdot \pi \cdot l \cdot \varphi = (0,48)^2 \cdot 3,14 \cdot 4,77 \cdot 0,46 = 1,6 \text{ cal} \cdot \text{grad}^{-1}$$

Kaloriméterünk teljes hőkapacitása tehát

$$C = 50,0 + 5,2 + 1,6 = 56,8 \text{ cal} \cdot \text{grad}^{-1}.$$

Hasonló eredményt kapunk, ha a hőértéket különböző hőfokú vízmennyiségeknek a lombikban való összekeverése után észlelhető hőmérsékletből, vagy ismert mennyiségű jég olvadása útján határozzuk meg. Mivel kaloriméterünk termikusan nincs jól szigetelve, a hőkapacitás kísérleti meghatározása sem ad pontosabb eredményt.

Ezen előkészületek után a mérésre alkalmas napot választunk. Megfelelő légköri viszonyok ugyanis jelentősen fokozzák a mérés pontosságát. Lehetőleg szélcsendes és minden körülmények között teljesen derült nap alkalmas. Fontos, hogy az égbolt teljesen felhőmentes legyen, különösen a magas légköri jégtű felhőkre (cirrusokra) vigyázzunk, mert ezek jelenléte sokszor igen nehezen vehető észre. Ha az árnyékok élesek és kormozott üvegen keresztül a Nap korongja határozott, éles, a kísérlet jó eredménnyel bíztat. Ha a mérés idején gomolyfelhők, kumulusok jelentkeznek ez nem befolyásolja eredményeinket, ha csak a Nap korongja elé nem kerülnek. Legmegfelelőbb valamely derült, csendes napot választani egy több napos szép idő periódus közepén, tavasz vége és ősz eleje között.

A laboratóriumi állványba foglalt lombikot, a szabadban, szél nem járta helyen, vagy valamely délnak nyíló ablak párkányán helyezzük el. Jó ha külső légáramlás nem zavarja a mérést, mert a légmozgás hűtő hatását aránylag nehéz figyelembe venni. Ugyancsak vigyázzunk arra, hogy pirheliométerünk a környezettől hőszárazást ne vegyen fel. Ezért célszerű, ha ablakban dolgozunk, az ablakpárkányt és a környező ablakfélfákat fekete foto csomagoló papírral borítani. A lombikot úgy fogjuk be, hogy nyaka kb. merőleges legyen a Nap sugaraira azaz a gömb felületét a lehetőségig teljesen kitegyük a sugárzásnak. A mérés a következőképpen történik.

A mérés előtt a Nap sugarait egy átlátszatlan és fényes ernyővel pl. pléh lemezzel visszatartjuk és néhány perccel keresztül perccenként leolvassuk és feljegyezzük a hőmérő állását. Ha ez alatt a hőmérséklet nem, vagy csak kevésbé változik a pirheliométer környezetével hőegyensúlyban van és a mérést nyugodtan megkezdhetjük. Eltávolítjuk az ernyőt és perccenként folytatjuk a leolvasást. A hőmérséklet gyorsan emelkedik és a besugárzást addig végezzük, míg a melegezési sebesség csökkenéséből azt nem látjuk, hogy a napsugárzás által elnyelt energia egyensúlyba nem kezd kerülni a kisugárzási veszteséggel. Ez általában kb. fél óra után következik be. Ekkor az ernyőt visszahelyezzük és észleljük az utó periódust. Ez alatt a pirheliométer hőmérséklete csökken, eleinte lineáris arányban, később lassabban. Kb. tíz perc utószakasz észlelése után a mérés befejeződik. Végül a Nap magasságának megállapítására mérjük valamely függőlegesen álló pálca és árnyékának hosszát.

A mérések kiértékelését a következőképpen végezzük. A pirheliométer hőmérsékletét az inszolációs idő függvényében felrajzoljuk (3. ábra). Ebből a valódi, a sugárzási veszteségtől mentes hőemelkedést többféleképpen határozhatjuk meg. Legegyszerűbb a következő módszer. Az inszolációs idő kezdete és vége közti hőmérséklet számtani közepét vesszük. A melegezési görbe ezen pontjához tartozó időpontból merőlegest húzunk az abszcisszára és tekintjük ezen merőlegesnek az első és utószakasz lineáris meghosszabbításai által levágott hosszát. Ez a hossz méri a valóságos hőemelkedést. Ha ezt elosztjuk az inszolációs idővel, megkapjuk az egy percre eső pirheliométer hőmérséklet emelkedését. Ha  $Q$  a Napról a mérés ideje alatt egy perc alatt, egy négyzet-



centiméterre beeső energia kalóriákban és  $F$  a pirheliométernek a nap sugarakra merőlegesen álló felülete (jelen esetben a pirheliométer gömb legnagyobb körének felülete), akkor a  $\Delta\tau$  hőmérsékletemelkedés arányos a pirheliométer által elnyelt sugárzási energiával, ( $C$  a pirheliométer vízértéke).

$$F \cdot Q = C \cdot \Delta\tau.$$

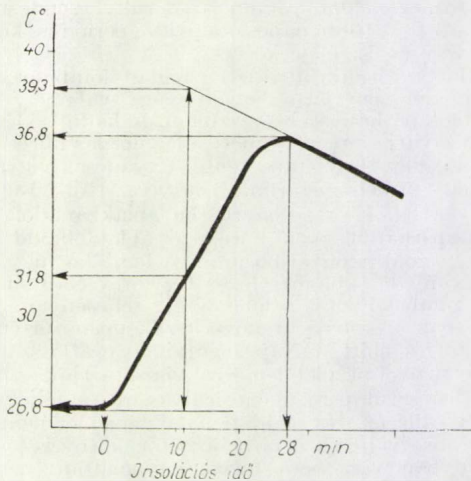
Esetünkben

$$F = R^2 \cdot \pi = 2,45^2 \cdot 3,14 = 18,9 \text{ cm}^2$$

$$Q = \frac{C}{F} \Delta\tau = \frac{56,8}{18,9} \Delta\tau = 3,02 \cdot \Delta\tau \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$$

Számszerűen két mérést szeretnénk bemutatni. Az egyik 1954. aug. 9-én; a másik 1954. aug. 13-án történt, Vácott, délre nyíló ablakban. Első esetben az elő szakasz alatt a hőmérséklet állandóan  $26,8^\circ \text{C}$  volt, mely 28 perces inszoláció alatt  $36,8^\circ \text{C}$ -ra emelkedett. A  $31,8^\circ \text{C}$ -hoz tartozó középhőmérséklet nyomán grafikusán meghatározott felmelegedés  $39,3^\circ \text{C}$ ; a pirheliométer korrigált hőmérsékletemelkedés tehát  $39,3 - 26,8 = 12,5^\circ \text{C}$ ; az egy percre eső hőemelkedés pedig  $12,5 : 28 = 0,447^\circ \text{C}/\text{min}$ . Egy  $17,6 \text{ cm}$  hosszú pálca árnyéka  $8,8 \text{ cm}$  volt. Ebből a Nap magassági szöge  $\text{tg } \beta = 17,6 : 8,8$ ;  $\beta = 63,4^\circ$ ; a zenit távolság pedig  $Z = 90,0 - 63,4 = 26,6^\circ$ .

Hasonlóképpen az aug. 13-án történt mérés eredménye  $0,437^\circ \text{C}/\text{min}$  melegedési sebesség;  $34,0^\circ$  zenit távolságú Nap állás mellett.



3. ábra. Melegedési görbe az inszoláció alatt

Ha ezeket az értékeket az előbbi összefüggésbe helyettesítjük a következőt kapjuk:

$$Q = 3,02 \cdot 0,477 = 1,34 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1},$$

illetve

$$Q = 3,02 \cdot 0,437 = 1,31 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$$

Hogy ezeket a nyers Nap állandó értékeket összehasonlíthassuk, egyezményszerűleg a zenitben álló Napra kell őket vonatkoztatni. A zenittől  $Z$  zenit távolságban levő Nap ugyanis kevesebb energiát sugároz a pirheliométerre, mint a zenitben álló, hiszen a légköri fény gyengítés, az extinkció akkor a legkisebb, ha a kívülről beeső sugarak a legrövidebb úton, azaz merőlegesen haladnak át a légkörön. Bizonyos egyszerűsítő feltételezések mellett, ha  $h$  a légkör vastagsága és  $s$  a  $Z$  zenit távolságban beeső fénysugárnak a légkörben megtett útja  $s/h = \sec Z = 1/\cos Z$ . Mivel a Föld felszínre (4. ábra) jutó energia fordítva arányos a megtett úthosszal, a zenitre redukált nyers Napállandó

$$Q' = Q \cdot \sec Z$$

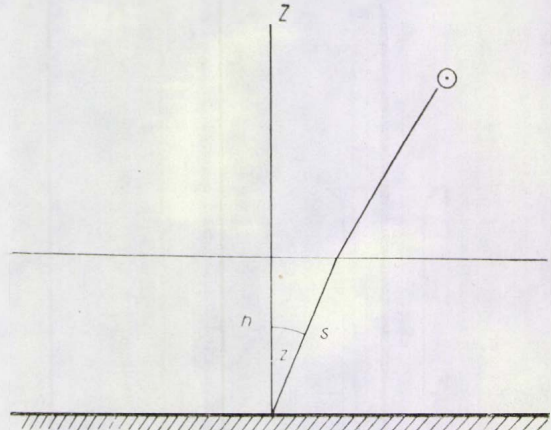
vagyis esetünkben

$$Q' = 1,34 \cdot \sec 26,6^\circ = 1,34 \cdot 1,12 = 1,50 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$$

illetve

$$Q' = 1,31 \sec 34,0^\circ = 1,31 \cdot 1,21 = 1,58 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}.$$

Az így meghatározott nyers Napállandónak nem annyira asztrofizikai, hanem inkább meteorológiai érdekessége van. Ez mutatja ugyanis a földi légkör alján, a



4. ábra. A napsugarak útja a szematizált légkörben.  $Z$  a zenit iránya;  $h$  az ekvivalens légkör vastagsága;  $s$  a sugaraknak a légkörben valóban megtett útja

megfigyelő szintjén érvényesülő szoláris sugárzási energiát. Nyilvánvaló, hogy ez a megfigyelő hely tengerszint feletti magasságától és a pillanatnyilag uralkodó légköri viszonyoktól függ. Ha a mérést különböző év- és napszakokban, különböző felhőviszonyok mellett ismételtük meg, felvilágosítást kaphatunk a beeső sugárzási energia változásáról.

A valódi szoláris állandót megkapjuk, ha figyelembe vesszük a légkör sugárzás elnyelő képességét, az extinkciót. Jellemzésére felhasználhatjuk a légkör közepes transzmissziós együtthatóját, mely definíciója szerint  $Q' = m \cdot Q_0$ , ahol  $m$  a közepes transzmissziós együttható és  $Q_0$  a Napállandó értéke. Az  $m$  értékét *Anghern Tivadar* határozta meg 1909-ben, Kalocsára vonatkozólag. Bár a légköri átengedés együtthatója a geográfiai hely függvénye, a kalocsai értéket jó közelítéssel használhatjuk az egész magyar sík vidéken és így Vácott is. *Anghern* szerint  $m = 0,776$ . Ennek figyelembevételével a Nap állandó a két mérés alapján

$$Q_0 = \frac{1,50}{0,776} = 1,93 \text{ és } Q_0 = \frac{1,58}{0,776} = 2,04 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$$

Ezek az értékek, számbavéve a méréshez felhasznált eszköz egyszerűségét, jól egyeznek a Nap állandó precízen meghatározott értékével,  $1,895 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$ .

Végül bemutatjuk a tanulókörben, hogy a Napállandó nem valami elvont, a mindennapi szemlélettől távolos fogalom, mert lehetővé teszi pl. a Nap felületi, effektív hőmérsékletnek meghatározását. Ennek elvégzéséhez fel kell eleveníteni a *Stefan-Boltzmann-törvényt*. E szerint a fekete test felületegységéről az időegység alatt lesugárzó energia a fekete test hőmérsékletének negyedik hatványával arányos.

$E = \sigma \cdot T^4$ , ahol  $\sigma$  *Lummer* és *Pringsheim* mérései szerint  $81,4 \cdot 10^{-12} \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{grad}^{-4}$ .



A Nap egész felületéről lesugárzott energia a Föld távolságában egy négyzetcentiméter felületre éppen a Nap állandó értékét adja, tehát

$$4 \pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 = 4 \pi D^2 Q_0$$

ahol  $R = 695\,508$  Km a Nap sugara és

$D = 149\,480\,000$  Km a közepes Nap–Föld távolság.

$Q_0 = 1,99$  (a két mérésünk közepe).

Az egyenletből a  $T$ -t kifejezve

$$T_{\text{eff}} = \sqrt[4]{\frac{D^2 Q_0}{R^2 \sigma}} = \sqrt[4]{\frac{(149,5 \cdot 10^6)^2 \cdot 1,99}{(695,5 \cdot 10^3)^2 \cdot 81,4 \cdot 10^{-12}}} = 5760^\circ \text{K}$$

$T_{\text{eff}} = 5760$  K°. A világirodalomban elfogadott érték  $5713 \pm 5$  K°. Vagyis a Nap úgy sugároz, mint egy

5713 K°-os fekete test. Amennyiben a Nap sugárzása nem felel meg a fekete testnek, hőmérséklete még magasabb. A napállandó értékét először Pouillet határozta meg 1838-ban. Az ő eredménye  $1,76 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$ . A Nap effektív hőmérsékletének meghatározása, csak a Stejan–Boltzmann (1884)-féle törvény felismerése után vált lehetővé. Azelőtt a Nap felszíni hőmérsékletére vonatkozó becslések 1500 és 10 millió fok között ingadoztak.

Ezen a példán remélem sikerült meggyőződen bemutatni, hogy ilyen egyszerű mérés nyomán milyen érdekes és tanulságos számítások végezhetők el, melyek nyomán bemutatjuk, hogyan következtethetünk földi mérésekből a fizika törvényszerűségei alapján tőlünk nagy távolságra levő testek fizikai állapotára.

Szimán Oszkár

## EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

### BESZÁMOLÓ

#### A SPEKTROSKÓPIAI KOLLOKVIUMRÓL

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1958. november 13–15-én háromnapos előadássorozatot rendezett a spektroszkópiai kutatások négy nagy területének (abszorpciós-, emissziós-, lumineszcencia- és molekulaspektroszkópia) témaköréből. A Társulat előadótermében, valamint a Technika Háza klubhelyiségében hangzottak el az előadások részben két párhuzamos szekcióban.

A megnyitásra november 13-án reggel került sor. A Társulat Elnökségének nevében az egyik szekció előadásán megjelenteket Kovács István elnökségi tag, a másik szekción résztvevőket pedig Szigeti György főtitkár üdvözölte.

A Társulat tagjai meleg szeretettel köszöntötték a kollokviumon megjelent külföldi vendégeket:

Kroeplin P. (Jena), Mihul C. (Jassy), Nillius O. (Drezda), Pavljucsenko M. M. (Minszk), Ritschl R. (Berlin), Simova P. (Szofia).

Az abszorpciós spektroszkópia témakörében 12 előadás hangzott el.

Kiss Árpád (Szegedi Tudományegyetem Általános és Fizikai Kémiai Intézete) *Oldószer hatása komplex vegyületek kötőmódjára* címmel tartott előadásában megállapította, hogy a komplexek mágneses tulajdonsága és kötőmódjuk közötti összefüggés a Pauling által feltevezettnél bonyolultabb, s ezért a kérdés tisztázásához a termelhasadás elméletének felhasználásával igyekezett közeledni. Részleteredmények tárgyalása helyett az egész kérdéscsoportról nyújtott átfogó képet, s vázolta azokat a nehézségeket, melyek az egyes komplexeknél előforduló kötőmódok meghatározásánál fellépnek.

Szöke József — Lorentz Judit (MTA KFKI) *Az  $\text{UO}_2$  — szalicilaldehid rendszer spektrofotométeres vizsgálata alkoholos közegben*. Szerzők megállapították, hogy a keletkezett komplex kicsiny stabilitású. Ismertették módszerüket, melynek alkalmazásával a több lépésben disszociáló komplexek ligandumszáma, a disszociáció foka és a disszociációs állandó közelítőleg meghatározható. Megállapították, hogy a komplex oldatok hígításakor nem követik a Beer-törvényt és kiszámították a komplexhez rendelhető színképet.

Híres József (Szegedi Tudományegyetem Általános és Fizikai Kémiai Intézete) *Hidrogén-kötés hatása egyes Schiff-bázisok ultraibolya elnyelési színképére* című előadásában az intermolekuláris hidrogénkötést tárgyalta. Megállapította, hogy egyes esetekben az intermolekuláris hidrogénhid kialakulása az elektronspektrumban is észrevehetővé válhat. Ez az oldószernek az elnyelési színképre gyakorolt hatásában nyilvánul meg.

Falta Éva — Ladik János — Láng László (MTA KFKI) *Monosubsztituált fenantren-származékok*. A kísérleti adatok és a kvantummechanikai számítások egyez-

tetése során a szubsztitúciós tengelyek fogalmának bevezetésével megszűnt minden ellentmondás, ami az orientált fényelnyelés elmélete és a legkülönbözőbb kvantummechanikai elméletek között adódott. Előadók rámutattak arra, hogy a D. Peters által alkalmazott módszer  $^1\text{B}_a$  sávrendszer esetében elég nagy hibával egyezik csak a kísérleti adatokkal. Éppen ezért szükségesnek tartják a formula átalakítását oly módon, hogy az egyaránt érvényes legyen az összes szingulett átmenetekre.

Kiss Árpád István (MTA KFKI) *Néhány speciális mezóméria-jelenség tanulmányozása*. A reakciókinetikai vizsgálatok, dipolmomentum és refrakció-mérések egybehangzóan azt mutatják, hogy a mezomer hatás a VI. oszlop elemeinél O, S, Se sorrendben változik. Az elnyelési színképek vizsgálata a hatás változásának fordított sorrendjére utal. Szerző szerint ez az ellentmondás megoldható annak a feltevésnek az általánosításával, hogy a mezomer hatás gerjesztett állapotban fordított sorrendben változik, mint alapállapotban.

Horváth Gábor — Láng László — Magyar Erzsébet (MTA KFKI) *A differenciál spektrográfia néhány kérdéséről* tartott előadásukban beszámoltak a differenciál spektrográfia elméletéről és gyakorlati vonatkozásairól. Ismertették a használt fénycsökkentő berendezés alkalmazhatóságát, a kapott színképek kiértékelésének módszereit és a pontossági határokat. Tárgyalták az egy, ill. két segédcsűrővel felvett színképek számítási módszerét is.

Varsányi György — Holly Sándor — Szathmáry József (Műszaki Egyetem Fizikai Kémiai Tanszék) *Dihalogén benzolok vibrációs és elektronvibrációs spektruma*. Szerzők részletesen értelmezték klórfluor-, brómfluorbenzol-izomerek, valamint p- és m-difluorbenzol ultraibolya gőzspektrumát, továbbá m- és o-brómfluorbenzol infravörös színképét. Az ultraibolya spektrumokból megállapították, hogy a gerjesztési energia a p-izomer esetében a legkisebb. A normál rezgések és a benzol megfelelő normál rezgései frekvenciáinak összehasonlításával megállapították, hogy a szubsztituensek bevitelével néhány szénvázrezgést kivéve, a frekvencia általában csökken. A kísérő sávoknak a főszávrá vonatkoztatott relatív hőmérsékleti intenzitásváltozásából kiszámították az egyes aszimmetrikus rezgések alapfrekvenciáját és a két sáv távolságából a frekvenciát elektron-gerjesztett állapotban is.

Varsányi György — Holly Sándor — Szathmáry József (Műszaki Egyetem Fizikai Kémiai Tanszék) *Aromás azidok néhány szerkezeti sajátosságáról vibrációs és elektronvibrációs spektrumaik alapján* című előadásukban szerzők a fenil-, benzil- és 2, 4, 6-tribrómbenzilazid infravörös, valamint a fenil- és benzilazid gőzének ultraibolya spektrumát vizsgálták. Megállapították, hogy a fenilazid vibrációs spektruma igen hasonló a monohalogén benzolokéhoz. A gyűrűfrekvenciák nagyrésze a



benzil- és tribrómbenzilazid spektrumában is megtalálható. Az ultraibolya spektrumban mind a fenil-, mind a benzilazid azid- és fenil-csoportjainak megfelelő sávrendszerek szeparáltan jelentkeznek.

**Horváth Gábor — Láng László — László Zoltán** (MTA KFKI) *Infravörös spektroszkópiai mérések.* Az előadásban szerzők ismertették egy egyfénnyutas infravörös spektrofotométer felépítését. Részletesen tárgyalták a sugárzó energiaforrásokat, a vizsgálandó anyagot tartalmazó berendezéseket, a készülék elektronikus részeit és egyéb kiegészítő tartozékokat.

**M. Császár Lili** (MTA KFKI) *Kísérletek a  $V_2O_5$ -termisztornak bolometrikus alkalmazásához* című előadásában egy infravörösérzékeny termisztoros lineár bolometert ismertet. A termisztort  $V_2O_5$  egykristály alkotja, vagy  $V_2O_5$  mikrokristályos réteg, amelynek kedvező tulajdonságait a hazai félvezetőkutatások derítették fel. A szerző ismerteti azokat a kísérleteit, amelyek a bolométer spektrális érzékenységeinek és időállandójának megállapítására irányultak.

**Falta Éva — Horváth Gábor — Láng László** (MTA KFKI) *Az acetil-szulfatiazol gyűrűzáródási folyamatának spektroszkópiai vizsgálata.* Az acetilszulfatiazol szintézisének a gyűrűzárási reakciót szobahőmérsékleten végezve, nem a várt anyag képződik, hanem egy 170 °C-on olvadó közti termék. Szerzők ennek a közti terméknek spektroszkópiai vizsgálatával a gyűrűzáródás mechanizmusára igyekeztek felvilágosítani adni. Tisztázták a közti termék térszerkezetét, az egyes és kettőskötések helyzetét infravörös spektroszkópiai mérések alapján.

A megjelent külföldi vendégek közül P. Simova tartott az abszorpciós szekcióban előadást.

**P. Simova — R. Angelieva** (Szófia) *Az antimontriklorid és néhány oldatának Raman szinképeiről* szóló előadásában tárgyalásra került a  $SbCl_3$  néhány szerves oldószerekkel képzett komplexének Raman spektroszkópiai vizsgálata. A kísérleti eredményekből rögtön szembetűnt, hogy a komplexképződés miatt a  $SbCl_3$  Raman spektruma jelentősen megváltozott. A molekula piramidális szerkezetének megfelelően négy frekvenciaértéket kaptak. A szerzők által megfigyelt hat vonal a  $SbCl_3$  kristály szinképében, a molekula szimmetria-csökkenésének tulajdonítható. Ezt a jelenséget még sok más adattal is alá lehetett támasztani. Részletesen tárgyalták a lehetséges kötődő módokat, valamint a komplexképződés lehetőségét.

Az emisszió spektroszkópia témakörében 11 előadás hangzott el.

**Bardócz Árpád** (MTA KFKI) *Új nagypontosságú rendszer időben felbontott spektroszkópiához* című előadásában egy olyan összeállítást ismertett, amely lehetővé teszi mikromásodperc időfelbontásban szinképek előállítását. Az időfelbontó-berendezés megfelelő kialakításával lehetőség van folyamatos, vagy szakaszos időfelbontásra. A rendszer által előállított szinképek kiválóan alkalmasak tranzienst kísérletekben lejátszóó optikai folyamatok megfigyelésére. Az időben felbontott szinképek előnyösen használhatók fel spektrokémiai elemzéshez is.

**U. Vanyek Márta** (MTA KFKI) *Szinképvonalak hullámhosszának eltolódása szikra-szinképekben.* Szerző az időben felbontott szikra-szinképek vizsgálatával a szinképvonalak eltolódását mint a kisülési idő függvényét tanulmányozza. A mérések alapján megállapította, hogy mindegyik hullámhosszban eltolódott vonal a vörös felé tolódik el, valamint az eltolódás legnagyobb a szikrakisülés kezdetén, majd csökken. A hullámhosszban való eltolódás a különböző elektronátmenetekhez tartozó vonalaknál más és más, de a periódusos rendszer azonos oszlopában levő elemeknél, azonos típusú vonalaknál közel azonos.

**Vörös Tibor** (MTA KFKI) *Az iontöménység és a térerősség időbeli lefolyása szikrakisülésben, időben felbontott szinképek alapján.* Az időben felbontott szinképekben való mérés lehetővé teszi a térerősség és iontöménység időbeni változásának a megfigyelését. A térerősség és az iontöménység legnagyobb a kisülés kezdeti időszakában. Az idő előrehaladásával a szikracsatorna hőmérsék-

lete csökken, ezzel együtt csökken a térerősség, az iontöménység és a vonal eltolódása is. A térerősség egy határ alá való csökkenése után a vonalak visszatérnek normális hullámhosszúságú helyükre.

**Mika József — Péter László — Paksi László** (Műszaki Egyetem, Miskolc) *Különböző szinképelemzési fényforrások II.* Szerzők előadásukban a fonál-szikragerjesztésnél használt különböző gázatomoszférák befolyását vizsgálták abból a szempontból, hogy a gázatomoszféra milyen befolyást gyakorol a szinkép abszolút intenzitására és jellegére.

Az irodalmi adatokkal szemben megállapították, hogy acélok helyi elemzéséhez nem szükséges közömbös gázatomoszféra. Munkaelőírásokat adtak acélok helyi elemzésére és igazolták, hogy a közölt berendezéssel hegesztési varratokban az egyes ötvöző elemek eloszlása jól megállapítható.

**Török Tibor** (ELTE Analitikai Kémiai Intézet) *Kiértékelő készülék szinképelemzéshez.* Szerző előadásában egy olyan elektromos analóg számológépet ismertet, mely emissziós szinképfelvételek fotometrált fedettségértékeiből a keresett koncentráció meghatározására szolgál. A matematikai mennyiségek velük számértékre nézve megegyező feszültség, illetve ohmos ellenállásértékek formájában vannak előállítva. E célra lineáris és nem lineáris skálákkal ellátott, valamint skálák nélküli potenciometerek, ill. ezek kombinációjából felépített áramkörök szerepelnek. A közbelső értékeket kompenzáció útján lehet az egyik áramkörrel a másikra átvinni. A berendezés az eddigi mechanikus működésűeknél egyszerűbben és gyorsabban kezelhető és különösen a gyáripi tömegvizsgálatok céljaira igen alkalmas.

**Papp Lajos** (Gördülőcsapágygyár Debrecen) *Újabb eredmények szinképelemzés távoli ultraibolya tartományának érzékenyítése terén.* A nátriumszalicilát fotolumineszcens anyag fotoemulziók távoli ultraibolya tartományának érzékenyítésére való alkalmazására az irodalom által ajánlott koncentrációértékek nem adják a maximális szenzibilis hatást. Szerző részletes vizsgálat-sorozatokat elvégzése után ajánl egy olyan koncentráció-értéket, melynél a szenzitív hatás mellett a feketedési görbe meredekségének növekedése is lényeges javulást mutat az irodalom által ajánlott koncentrációértékekhez viszonyítva.

**Vecsernyés Lajos** (Távközlési Kutató Intézet) *Híradástechnikai félvezető anyagok szinképelemzésénél felmerülő néhány probléma.* Szerző félvezető kristályok és nyersanyagok szennyezéseit határozta meg, valamint televíziós katódsugárcsővek ernyőinek anyagaiban levő nyomszennyezések meghatározására végzett vizsgálatokat. A meghatározandó alkotórészek különleges alacsony százalékos tartalma ( $10^{-3}$ – $10^{-7}\%$ ), megfelelő összehasonlító próbák hiánya és a minták igen kis mennyisége nagyon gondos vizsgálat-sorozat elvégzését kívánta. A felmerült problémák megoldására néhány új módszert ismertetett.

**Zimmer Károly** (ELTE Analitikai Kémiai Intézet) *Alumínium-ötvözeteknél fellépő leszinkrázási hatás és kiküszöbölése olvadátfázisban történő szinképelemzéssel.* Ismertetésre került egy folyékony alumínium elektród tartására szolgáló készülék, mely lehetővé teszi az olvadék védőgáz-atmoszférában történő szinképi vizsgálatát, tetszés szerinti, pontos összetételű alumínium-ötvözet bemérés útján történő előállítását és az olvadékkal azonos összetételű szilárd elektród előállítását.

A kollokviumon résztvevő külföldi vendégek közül hárman tartottak előadást az emissziós spektroszkópiai témakörben.

**M. M. Pavljucsenko** (Bjelorussz Állami Lenin Egyetem, Fizikai és Kolloidkémiai Tanszék, Minszk) *Nyomelemek spektroszkópiai meghatározása* című előadásában módszert mutatott be, melynek segítségével igen kis mennyiségben előforduló elemek mennyiségi meghatározása lehetséges. A módszernek az az alapfeladata, hogy a vizsgált próbához a vizsgálandó elemről igen kis mennyiséget hozzávéve készíts szinképfelvételt, majd a megállapított matematikai összefüggés alapján, a szinképvonalak intenzitását kimérve, az ismeretlen százalé-



kos tartalmat meghatározza. A módszer előnye az, hogy igen kis mennyiségeket nagy pontossággal meg lehet határozni.

**R. Ritschl — A. Lau** (Optikai és Spektroszkópiai Intézet, Berlin) *A kvarcgáz emissziós spektrumáról* szóló előadást R. Ritschl tartotta meg. Ismertette a nemesgáz töltésű kisülési csövet, amelyben nagyfrekvenciás kisüléssel gerjesztik a kvarc és szilíciummonoxid gőzt fénycsövesítésre. A SiO<sub>2</sub>-molekula eddig ismert sávjain kívül nagyszámú új sávot mértek ki, amelyeket részben sikerült besorolniuk is. Méréseik alapján valószínűvé vált, hogy néhány, eddig a SiO<sub>2</sub>-hoz rendelt sáv a SiO-hoz tartozik.

**O. Kroepelin** (Jena) *A C. Zeiss művek (Jena) új síkrácsspektrográfjáról* tartott bemutató előadást, melyben ismertette a rácsspektrográf fontosabb adatait. Számos vetített ábrán mutatta be a készüléket, az optikai elrendezést, valamint néhány színeképfelvételt.

A molekula spektroszkópia témakörében 4 előadás hangzott el.

**Deézi Irén † — Koczka Edit** (MTA KFKI) *Újabb sávok rotációs analízise a NO-molekula  $\gamma$ -sávrendszerében*. Szerzők beszámoltak azokról az újabb vizsgálatokról, amelyeket a NO-molekula disszociációs energiájának szabatosabb meghatározása, továbbá a molekula színképe predisszociációs helyeinek pontosabb felkutatása érdekében végeztek el. Ismertették 18 db  $\gamma$ -sávnak viszonylag magas rotációs kvantumszámokig terjedő rotációs analízisét. Az analízis diszkussziójának eredményeképpen a  $\gamma$ -sávok felső elektronállapotának rotációs állandóit, továbbá a molekula disszociációs energiáját az eddiginél pontosabban tudták meghatározni ( $D/NO$ ) = 6,603 eV. A  $\gamma$ -sávok rotációs szerkezetében észlelt ágmezszakadásból meghatározták igen szabatosan a predisszociációs határgörbe helyét.

**Deézi Irén † — Mátrai Tibor** (MTA KFKI) *Hetes felső vibrációs állapotú  $\beta$ -sávok megjelenése a NO-molekula színképében*. Szerzők egy új, nagyobb teljesítményű aktív nitrogén-generátort szerkesztettek, amelyben az aktív nitrogén, valamint a nitrogén-dioxid-gáz is kvarc kapillárisban lefolyó nagyfeszültségű kondenzált szikrakisülésben keletkezik, csökkentett nyomású, áramló nitrogén ázból, amelybe a beáramlása előtt tisztelesen keresztül levegőt adagoltak. A spektrogramokon az eddig is fényképezett, jellegzetes fejtű  $\beta$ -sávokon felül — bár igen kis intenzitással — újak is megjelentek, amelyek a  $\beta$ -sávoknak eddigi vibrációs analízise szerint csakis a következők lehetnek: (7, 16), (7, 18), (7, 19), (7, 23).

**Kovács István** (Műszaki Egyetem Atomfizikai Tanszéke) *Spin-spin kölcsönhatás szerepe az O<sub>2</sub><sup>+</sup> molekula <sup>4</sup>II-állapotának multipliett felbontásában*. Az O<sub>2</sub><sup>+</sup> molekula <sup>4</sup>II állapotának a rotációs kvantumszámtól való függése némileg eltér az ismert multipliett formulától. Figyelembe véve a <sup>4</sup>II állapot esetén a zárt héjon kívüli elektronok spinjeinek egymás közötti kölcsönhatását, a szokásos multipliett felbomlástól észlelt eltérésekre éppen olyan kifejezéseket nyert, mint a spin-pálya kölcsönhatás által leírt <sup>2</sup>II termek perturbációi esetén, amellyel az eltéréseket a szerző egy korábbi munkájában (Budó Ágostonnal együtt) már értelmezte. Jelen munkában kimutatta a szerző, hogy a tapasztalatilag észlelt eltérések voltaképpen a két említett hatástól egyidejűleg származnak.

**Kovács István — Scari Ottó** (Műszaki Egyetem Atomfizikai Tanszéke) *Intenzitáseloszlás a MnH szeptett sávjában*. A MnH színképében jelentkező <sup>7</sup>II—<sup>7</sup> $\Sigma$  sáv analízise kísérleti oldalról már ismeretes volt, az onnan az intenzitás-eloszlás elméleti képletei már hiányoztak. Ebben a munkájukban szerzők explicit kifejezéseket adtak meg a <sup>7</sup>II<sub>(a)</sub>—<sup>7</sup> $\Sigma$  és <sup>7</sup>II<sub>(b)</sub>—<sup>7</sup> $\Sigma$  sávok aigaiban mutatkozó intenzitáseloszlásokra vonatkozóan. A felállított formulák alapján számított intenzitáseloszlást a MnH említett szeptett sávjain történt mérésekkel hasonlították össze és a körülményekhez képest jó megegyezést találtak.

A lumineszcencia spektroszkópia témakörében 8 előadás hangzott el.

**Sárány Béla — Ketskeméti István — Marek Nándor** (Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézet) *A valódi polarizációs spektrumok meghatározásáról* című

előadásukban egy új definíciót ismertetnek, amely lényegében azon alapszik, hogy a kísérleti adatokat végtelenül kicsiny csillapodási időre kell extrapolálni. Az új definíció minden olyan esetben ekvivalens a régebbivel, amikor az oldat abszorpciós spektruma a vizkozitástól nem függ. Az ez ideig használt definícióval szemben az az előnye, hogy az ilyen módon meghatározott polarizációs spektrum konkrét fizikai értelemmel bír akkor is, ha az abszorpciós spektrum észrevehető változásokat szenved az oldat viszkozitásának megváltoztatásakor. Szerzők tárgyalták a koncentrációs depolarizációnak a polarizációs spektrumra gyakorolt esetleges hatásait, illetve ezek kiküszöbölésének módját is.

**Marek Nándor — Ketskeméti István — Sárány Béla** (Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézet) *Kísérleti vizsgálatok az abszorpciós és a polarizációs spektrumok összefüggésére vonatkozólag*. Különböző viszkozitású Al-morin oldatoknak polarizációs spektrumai alapján meghatározták a valódi polarizációs spektrumot. Az abszorpciós spektrum különböző elektronátmeneteknek megfelelő részletsávjaihoz sikerült egy-egy konstans polarizációs fokot rendelni úgy, hogy a Feofilov-féle elméletre alapozott egyszerű formula szerint számított és a kísérletileg nyert polarizációs spektrumok elég jó egyezést mutattak. Ebből arra következtettek, hogy a molekula-vibrációk a polarizációs fokot csak csekély mértékben befolyásolják.

**Ádám János — Hangos István** (Távközlési Kutató Intézet) *Mikrokristályos lumineszcens rétegek emissziós színképei* című előadásukban szerzők ZnS-Ag és ZnCdS-Ag fénypor keverékekből készített rétegek emissziós színképeinek tulajdonságait vizsgálták, katódsugár-gerjesztés esetén. Részletesen ismertették a kísérleti berendezést. Az említett fényporokból különböző arányú keverékekkel rétegvastagság-sorozat készült, melyeknek a gerjesztett és a nézeti oldalon felvették az emissziós színképeit. A rétegvastagság növelésével az ernyő nézeti oldalán az emissziós színképben a sárga sáv relatív intenzitása növekszik, minden vizsgált keverési aránynál, a gerjesztési oldalon a színkép alig változik. A jelenség oka az, hogy a kék fényporkomponens emissziója a sárga komponens abszorpciós sávjába esik. Ez a jelenség nem következik be olyan keverékeknél, melyeknél a komponensek emissziós és abszorpciós sávjai nem fedik egymást. Megvizsgálták ezenkívül a réteg gerjesztett és nézeti oldalán kibocsátott fény mennyiségek viszonyát a rétegvastagság függvényében.

**Ádám János** (Távközlési Kutató Intézet) *Adatok a lumineszkálás infravörös fénnel történő kioltásához*. Szerző vizsgálatokat végzett katódsugárral és ultrahibolya sugárzással gerjesztett különböző ZnS típusú foszforok infravörös sugárzás hatására történő kioltásával kapcsolatban. Megvizsgálta a kioltás mértékének változását a gerjesztő és kioltó sugárzás intenzitásának függvényében, valamint az emissziós spektrumok alakjának alakulását a kioltó fény intenzitásának függvényében. Egyéb vizsgálatok elvégzése után megállapította, hogy a kioltás mértéke elsősorban a gerjesztés energiasűrűségétől függ, alig változik a gerjesztő fotonok, ill. elektronok energiájával és behatolási mélységével.

**Gergely György — Hangos István — Ádám János** (Távközlési Kutató Intézet) *A lumineszkálás kioltása a kristályok roncsolása által (fotolízis és őrlés)*. A szerzők roncsolt ZnS típusú fényporok felületi sajátosságait tanulmányozták. Vizsgálataik kétféle mesterséges roncsolásra terjedtek ki: az őrlésre és a fotolízisre. Az emissziós színképvizsgálatokból megállapították, hogy wurtzit kristályszerkezetű fényporok sphaeritbe mennek át őrlés következtében. A fotolízis okozta roncsolás következtében fém Zn válik ki a ZnS kristályok felületén. Megállapították, hogy az őrlés a felületek roncsolása mellett a hatásfokot is csökkenti. A roncsolt kristályfelületeket oldással eltávolítva, a fényporok világító képessége részben regenerálható. A fotolízis okozta roncsolásnál a katódlumineszcencia emissziós csökkenése lényegesen nagyobb, mint az a roncsolt felületi réteg vastagságából várható lenne. Az emissziós csökkenést részben a kristályok megnövekedett önabszorpciójával magyarázzák.



Bauer György (Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet) — Gergely György — Ádám János (Távközlési Kutató Intézet) *Mikrokristályos anyagok abszorpciós tényezőjét* diffúz reflexiós mérések elvégzésével határozták meg. A szokásos módszernél jelentkező különböző nehézségek elkerülése céljából kis fedettségű rétegeket vizsgáltak. A vizsgált réteg egyes szemcséi közti távolság átlagosan a szemcseméret többszörösét tette ki. A diffúz transzmisszió és reflexiómérésekből a szemcsék alakjának statisztikus figyelembevételével számították ki a szemcséket alkotó anyag abszorpciós tényezőjét. A cinkszulfidokon végzett mérések eredményei elég jól egyeznek az irodalmi adatokkal.

Bauer György (Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet) *Fluoreszkáló szemcsékből álló rétegek optikai tulajdonságainak vizsgálata*. Szerző kísérletileg vizsgálta willemit, cinkszulfid és halofoszfát anyagokból készített rétegek diffúz transzmisszióját és reflexióját a látható tartományban. A mérési eredmények arra mutatnak, hogy a fény az elemi rétegen történő áthaladásakor a rétegek falán többször teljesen visszaverődik és ennek következtében sokszor halad át az elemi rétegen, mielőtt továbbjut. Ezen mérések eredményeit felhasználva, számította nem abszorbeáló rétegek diffúz transzmisszióját és reflexióját. Számításokat végzett arra vonatkozólag, hogyan lehet egymástól távolieső szemcsék halmazából álló rétegen végzett diffúz reflexió- és transzmissziómérésekből az anyag abszorpciós tényezőjét meghatározni.

A kollokviumon megjelent külföldi vendégek közül a lumineszcencia spektroszkópia témakörében tartott előadást.

C. Mihul (Egyetemi Fizikai Intézet, Jassy) *Néhány kőolaj-lepárlási termék fluoreszcencia spektrumának jellemző tulajdonságai* című előadásában az egyetemi fizikai intézet kollektívájának kutatási eredményeit foglalta össze. Az elvégzett vizsgálatok eredményei arra a következtetésre vezettek, hogy a kőolaj lepárlásánál kapott termékek színképénél az emisszió és az abszorpció együttesen jelenik meg. Ez a különböző termékekre jellemző hullámhosszaknál a fluoreszcencia spektrum megszakadásához vezet és a szinképekben új sávok jelennek meg a szóban forgó vegyületek abszorpciós sávjának határánál.

Az összesen 35 előadást tartalmazó, háromnapos kollokvium Szigeti György főtákar zárószavaival ért véget. A kollokviumon megjelentek jól sikerült baráti vacsorán vettek részt, ahol személyes ismeretségek kötésével is igyekeztek a tudományos kapcsolatokat elmélyíteni.

L. L.

## C. V. RAMAN:

### BUDAPESTI LÁTOGATÁS\*

Sok évvel ezelőtt, a háború előtt, voltam Budapesten két hétig. Viszontlátva nyilvánvaló volt, hogy a háború ütötte sebeket még nem lehetett mind eltüntetni. Ennek ellenére Budapest épp oly szép volt, mint mindig, ahogy a Duna két partján, a rátekintő dombok alatt fekszik. Nagyon örültünk, hogy magyarországi látogatásunknak tíz napot szentelhettünk. A magyarok tehetséges nép, akik legteljesebb mértékben képesek a tudomány birodalmának minden területén a legmagasabb eredményekig emelkedni.

Vendéglátónk a Magyar Tudományos Akadémia volt és az eltöltött idő csodálatosan érdekes volt. Dr. Szalay Lászlónak, egy ifjú spektroszkópusnak, a Sze-

gedi Egyetem docensének volt speciális feladata, hogy velünk tördődjék és a szükséges intézkedéseket tegye. Szalay dr. igen részletes tájékoztatót készített számomra, amely teljes képet nyújtott a fizika helyzetéről Magyarországon és röviden vázolta a jelenleg az Akadémia felügyelete alatt és a különböző egyetemeken folyamatban levő tevékenységek körvonalait. Kiemelkedő új esemény volt a — tíz osztályból álló — Központi Fizikai Kutató Intézet felállítása, Jánossy Lajos professzorral, mint igazgatóval az élén. Jánossy professzor éppen Kínában volt egy felolvasó körúton, amikor Budapestre érkeztünk, idejében visszatért azonban, hogy tevékeny részt vegyen az Eötvös Fizikus Egyesület június 27-i közgyűlésén. E találkozó programjának egyik pontja az én előadásom volt „Fizikai kutatás Indiában” címmel. Én angolul beszéltem és Jánossy professzor adta a folyékony magyar fordítást. A Fizikus Egyesület rendezésében három előadásból álló szisztematikus felolvasás sorozatot tartottam „A kristályok fizikája” címen. Ezeket az előadásokat nagyszámú és válogatott hallgatóság látogatta és minden felolvasást élénk vita követett. Többi időmet eredményesen használtam fel látogatásokkal a fentemlített Központi Fizikai Kutatóban és más különböző budapesti laboratóriumokban, különösen abban, amelyet Gyulai Zoltán professzor — a magyar fizikusok egyik doyenje — vezet és amelyben magában is kristályfizikai kutatások folynak, valamint az Egyesült Izzó kutató laboratóriumában, amelyet dr. Szigeti György vezet. Mindkét intézetben igen érdekes bemutatásoknak voltam tanúja a folyamatban levő munkákról.

A hely korlátolt volta nem engedi, hogy teljesebb beszámolót adjak a magyarországi tudományos tevékenységekről, amelyeknek tanúja voltam és a többi kiváló tudósról, akikkel találkozhatni szerencsém volt és akikkel tudományos problémákról beszélgethettem. E Magyarországról szóló beszámolómban azonban nem lenne teljes, ha legalább meg nem említeném a Balatont és Tihanyt, ahol június 21-én voltam, ezt a gyönyörű természeti tájat. A Romániába való indulás előtti napon Szalay doktor gépkocsit túsírára vitt minket Magyarországon keresztül, hogy meglátogassuk az ő saját egyetemét Szegeden. Az egyetem fizikusai nagyrészt távol voltak a budapesti közgyűlésen. Abban a szerencsében részesülhettünk azonban, hogy meglátogathattuk Szalay dr-t saját otthonában és rövid beszélgetést folytathattunk dr. Horváth János elméleti fizikussal a bennünket közösen érdeklő kérdésekről.

## A KÜLFÖLD HÍREI

A nyugatnémet iparban egy tudományos munkatárs számára szükséges munkahely létesítésének költségei mintegy 30—40 ezer nyugatnémet márkát tesznek ki. Ugyanennyibe kerül egy munkahely egy évi fenntartása. (VfV)

\*

Befejezéshez közelednek a munkálatok a Szovjet-unió első Kaukázusontúli reaktorán, mely a Grúz Tudományos Akadémia kutatóintézetében épül. (Atomnaja Energija.)

\*

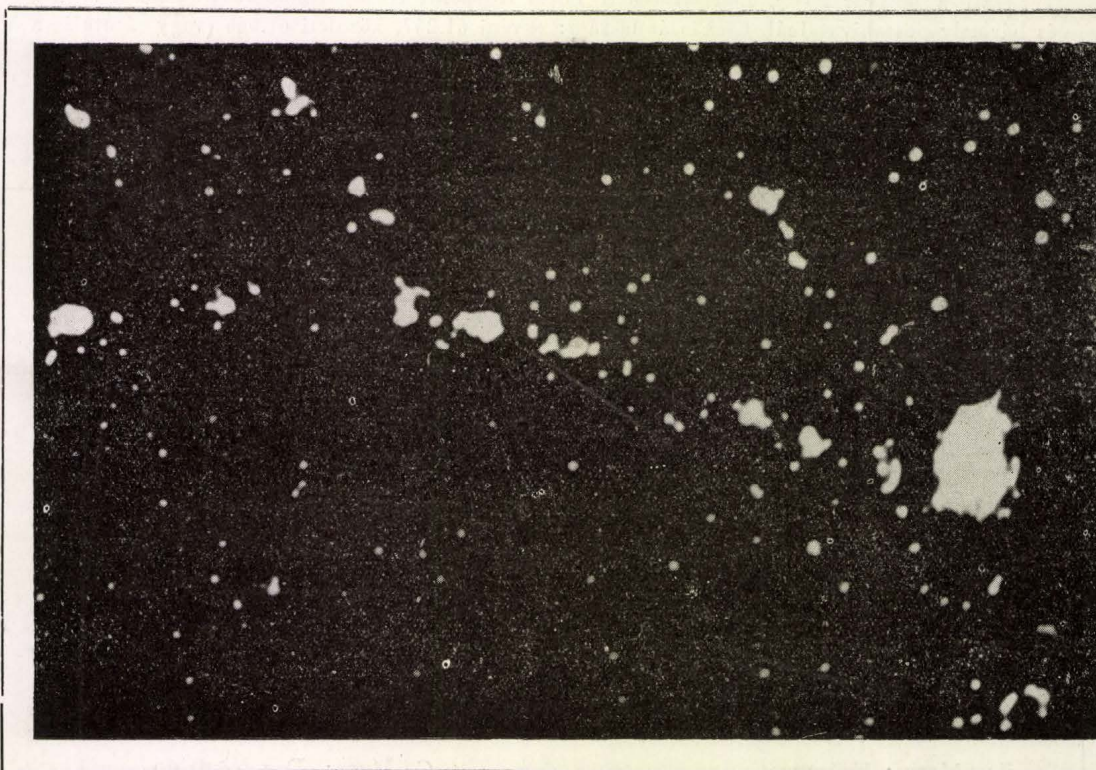
A Francia Atomenergia Bizottság közleménye szerint a Saclay-i magkutatói központban megkezdte működését a „Saturne” nevű 2,5 GeV energiájú protonszinkrotron. A gyorsító gyűrűalakú mágnesének átmérője 17 m, a maximális mágneses térerősség 15 kilogauss, az impulzusonkénti részecskeszám  $10^7$ — $10^8$ . A gyorsító 6,10<sup>9</sup> frankba került. (Atomnaja Energija.)

\* A Current Science c. folyóirat 1958. okt.-nov. számában megjelent utibeszámoló magyar vonatkozású részének szövegszerű fordítása.



# FIZIKAI SZEMLE

IX. ÉVFOLYAM  
1959.



6.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT





**Főszerkesztő: Marx György**

**Szerkesztőbizottság:**

**Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos,  
Mátrai Zemplén Jolán, Somogyi Antal, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre,  
Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós**

**Felelős szerkesztő: Túriné Frank Zsuzsa**

**Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat  
Távbeszélő: 313-388**

**Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.  
Távbeszélő: 111-010 \***

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hírlap Irodánál (Budapest V. József nádor tér 1)  
és bármely postahivatalnál. Csekkszám: egyéni 61.257, közületi 61.066 (vagy átutalás a M N B. 47. sz.  
folyószámlájára)

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente tízszer

## TARTALOMJEGYZÉK

*Marx György:* A neutrínó

*Ernst Lajos:* Az ionfalszivattyú

*Koltay Ede:* Erős fókuszálás kisenergiájú ionoptikai rendszerekben

*A. Einstein:* Maxwell befolyása a fizikai valóságról kialakított  
nézeteink fejlődésére

*Szabó János:* Elemek, atomok, periódusos rendszer III.

EGYESÜLETI ÉLET-HÍREK

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

## СОДЕРЖАНИЕ

*Д.б. Маркс:* Нейтрино

*Л. Эрнст:* Ионостенный насос

*Э. Колтаи:* Сильная фокусировка в низкоэнергетических ионнооптических системах

*А. Эйнштейн:* Влияние Максвелла на развитие наших взглядов о физической действительности

*Я. Сабо:* Элементы, атомы, периодическая система ч. III.

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## INHALT

*G. Marx:* Das Neutrino

*L. Ernst:* Die Ionenwandpumpe

*E. Koltay:* Starke Fokussierung in niederenergetischen ionenoptischen Systemen

*A. Einstein:* Der Einfluss Maxwells auf die Entwicklung unserer Anschauungen über die physikalische Wirklichkeit

*J. Szabó:* Elemente, Atome und das periodische System III.

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

*Címképünk:* Neutrínó okozta visszalökődés képe ködkamrában. A He<sup>6</sup>-mag béta-bomlásakor kirepülő neutrínó lefelé hagyja el az atommagot (nyoma nem látható). A szintén kirepülő elektron (ívelt cseppsor) és a keletkezett atommag (foltoszerű nyom) haladási iránya világosan mutatja a neutrínó által létesített visszalökést. (Szalay Sándor és Csikay Gyula felvétele, ATOMKI.)

A kiadásért felelős: Bernát György az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

A kézirat beérkezett 1959. IV. 4. Példányszám: 1500. Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, — 48564/59 — Felelős vezető: Bernát György



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IX. évfolyam

6. szám

1959. június

## A neutrínó

### *Az elemi részek és kölcsönhatásaik*

A természetkutatás az anyag igen különböző formáival ismertette meg az embert. A leghatalmasabb galaktikáktól, csillagoktól elindulva végigsziklik gondolatunk mindennapi életünk élő és élettelen tárgyain, majd a klasszikus fizika területét is elhagyva az egyre primitívebb atomfizikai objektumok felé haladunk. Molekulák, atomok, magok következnek. A sor belátható végén az elemi részek állanak, amelyek mai tudásunk szerint a legegyszerűbb fizikai objektumok. Közülük is legkisebb tömegű a neutrínó, amelyben az anyag legprimitívebb ismert darabját szemléljük.\*

Az elemi részeket tömegük és eredetük szempontjából két fő csoportba oszthatjuk. *Meleg részecskéknél* mondjuk azokat, amelyek  $m$  tömege az elektrontömeg többszázszorosa. Előállításukhoz  $mc^2$ -et túlszárnyaló, sok száz vagy több ezer MeV energiának kis helyre történő összpontosítása szükséges. A kozmikus sugárzás vagy a nagy gyorsítóberendezések áramának részecskéi valószínűleg ezt: atommagba ütközve kinetikus energiájuk felforrósítja az atommagot és részlegesen a születő részecskék nyugalmi energiájába zárul be. A *hideg részecskék* tömege viszont 250 MeV alatt van. Emissziójuk csekély energiataartalmú környezetben, magfizikai szempontból hideghelyen is bekövetkezhet, hiszen alacsony (vagy zérus) nyugalmi energia koncentrációja szükséges, amilyen már a néhány MeV-es fékezési sugárzásban,  $\beta$ -bomlásban, sőt az egész alacsony gerjesztésű atomburokban, antennákban is rendelkezésre áll.

A hideg és meleg részecskék megkülönböztetését nemcsak létrehívásuk energiaigénye (tömegük nagysága) teszi indokolttá. Általános tapasztalat, hogy a *hideg részecske más anyaggal nem szívesen lép kölcsönhatásba, a meleg részek viszont egymással igen élénken reagálnak*. A hideg és meleg tehát nemcsak a születési hőfokot, hanem közhasznú átvitt értelemben a részecske *temperamentumát* is jellemzi. A nehezebb részecske rendszerint forróbbvérű is, hevesebben reagál könnyű társainál.

A neutrínó minimális tömege azt a tényt tükrözi, hogy ez a részecske a legfagyosabb, legközö-

nyösebb lény az elemi részek őserdejében. A közvetlen tapasztalat ezt igen élesen bizonyítja. Néhány MeV-os elektronokat már centiméteres ólomlap elnyel, hasonló energiájú neutrínók viszont egy fényév vastagságú szilárd falon is áthatolnának. *A neutrínók az univerzum legáthatóbb sugárzása.*

Tömeg és temperamentum kapcsolata nyilván nem lehet véletlen. Valószínű magyarázata a következő: Egy részecske más erőkkel akkor (és azért) lép szívesen kölcsönhatásba, ha nagy az általa hordozott töltés, melyet a másik tér megmarkolhat. Az akció és reakció univerzális elve értelmében viszont nagyobb töltés intenzívebb erőteret alakít ki maga körül (a részecske is erősebben visszahat a térre). Az ilyen erőterben nagyobb energiameennyiség van felhalmozva, tehát az energia-tömegkapcsolat révén nagyobb az ezt hordozó részecske tehetetlensége is.

A megrajzolt képet tegyük részletesebbé, hogy rajta a neutrínó helye és jellege pontosabban kivehető legyen. Eltekintve a mikrofizikában észlelhetetlen gravitációtól, az anyag kölcsönhatásait három fő csoportba oszthatjuk:

a) *Erős (nukleáris) kölcsönhatás* írja le a magreakciók lefolyását, ez a magerő létrehozója, ez vezet mezonok, hyperonok emissziójára és abszorpciójára.

b) *Közepes (elektromágneses) kölcsönhatás* az előbbinél három nagyságrenddel gyengébb. Szerepe az elektrodinamika területére eső jelenségek (Coulomb-erő, mágnesség, fény) kialakításában, az atomburok fizikájában van.

c) *Gyenge (béta) kölcsönhatás* további tíz nagyságrenddel halványabb. Ez vezet a viszonylag lassú folyamatokhoz:  $\beta$ -, mezon-, hyperon-bomláshoz.

Az erős kölcsönhatás partnerei a meleg részek, ezek szerepelnek a gyors magfolyamatokban. A hideg részek csak a közepes és gyenge kölcsönhatásnak vannak kitéve, legtöbbjük mindkettőnek. *Egyetlen olyan elemi rész van, amelyre kizárólag gyenge kölcsönhatás hat: ez a neutrínó.* Így válik érthetővé, hogy reakcióképessége (szóródás, abszorpció) legalább tíz nagyságrenddel alatta marad bármelyik elemirész-társának.

Az elfoglalt kivételes helyzet szolgál magyarázatul arra az érdeklődésre, amellyel a modern fizika a neutrínó felé fordul. Létezését Pauli már 1931-ben feltételezte, amikor a  $\beta$ -bomlás látszólagos energiahányát kívánta megmagyarázni, a neutrínó tehát a „legrégibb” atomi részecskék egyike. Az időközben felfedezett tucatnyi új részecskére

\* A neutrínó bizonyos szempontból a szintén zérus nyugalmi tömegű fotonnál is egyszerűbb alakulat. Korábban Jordan, nemrég Heisenberg kísérelték meg elméleti számítással az 1 spinű fotonnak két  $\frac{1}{2}$  spinű neutrínóból való felépítését.



vonatkozólag csakhamar részletes ismeretanyag gyűlt össze, a neutron a technika is munkába fogta. A neutrínó közömbös, hideg természete azonban jól őrizte titkát: 25 éven keresztül a legtitokzatosabb részecske maradt. A legutóbbi évek, hónapok végül döntő sikert hoztak: ma a neutrínó az egyik legismertebb species az atomon túl elterülő dzsungelben. Az anyag egyik alaptörvényének, a gyenge kölcsönhatásnak új vonásait tárta fel a neutrínókutatás. Nem tűnik távolinak az idő, amikor az elemi részek Benjáminja is a kutatás tárgyából annak eszközévé válhat.

### A neutrínó közvetett kimutatása

Mióta Chadwick megállapította, hogy azonos magokból eltérő energiájú elektronok repülnek ki (1914), sokan próbálkoztak a  $\beta$ -bomlás rejtélyének megoldásával: *Az atommag mindig ugyanannyi energiát ad le, az elektronra mégis mindig energiamegnnyiség jut!* Meitner feltételezte, hogy az elektronok az atomburkon és más atomokon áthaladva veszítik el energiájuk egy részét (1922), de ezt megeáfolta Ellis és Wooster kísérlete (1928): A  $\beta$ -aktív készítményt ólomszekrénybe zárva mérték a radioaktivitás okozta felmelegedést, amelyben az elektron teljes leadott energiájának jelentkeznie kell. A felmelegedés nem a  $\beta$ -elektronok előforduló maximális, hanem átlagos energiájának felelt meg. Bohr azzal a hipotézissel próbálkozott, hogy kistömegű részecskék kvantum-folyamataiban az energiamegmaradás szigorú érvénye megszűnik (1922). Hogy sok bomlásra átlagolva statisztikusan mégis kiadódjék a makroszkópicusan beigazolódott energiatétel, az atommag  $\Delta E$  energiavesztését az átlagos elektron-energiával kellett azonosítani. A tapasztalat ezt a lehetőséget is megeáfolta: a radioaktív elágazások két bomlási ágára szigorúan érvényesnek bizonyul az energiatétel, ha  $\Delta E$ -vel az elektronok maximális energiáját vesszük egyenlőnek. (Ezt később közvetlen egyedi mérés is igazolta.) Úgy tűnik tehát, hogy a  $\beta$ -bomlás egy negatív perpetuum mobilét valósít meg: bomlás alkalmával energia vész el, az energiatétel statisztikusan sem állhat meg...

A rejtvényt Paulinak sikerült megfejtenie (1931). Egy kongresszusi felszólalásában azt a gondolatot vetette fel, hogy a  $\beta$ -bomlás pillanatában az elektron társaságában egy másik könnyű részecske is elhagyja az atommagot, azok ketten osztoznak (változó arányban) a magból kiszabadult energián.

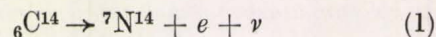
A hipotetikus részecske nyilván elektromosan semleges. Nyugalmi tömegének is kicsinynek kell lennie, hiszen olykor szinte teljes egészében az elektron viheti magával a mag által leadott energiát. Ezt a két tulajdonságot tükrözi az elnevezés: *neutrínó*. Sok esetben magspin-változás nélkül megy végbe a  $\beta$ -folyamat, az elektron pedig  $\frac{1}{2}$  spint visz el, így a neutrínónak is  $\frac{1}{2}$  spinűnek kell lennie.

Pauli eredeti feltevése szerint a neutrínónak számottevő mágneses momentuma van, mágneses erők tartják a még akkor elektronokból és protonokból állónak vélt magban. Ez esetben kirepülése során mágneses tere révén ionizálni kellene az atomokat, amit soha nem figyeltek meg. A legpontosabb mérés szerint a mágneses momentum kisebb, mint  $10^{-9}$  Bohr-magneton, feltehetőleg zérus.

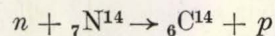
A neutron felfedezése után tisztázódott, hogy a magban csak nehéz részek, proton és neutron fordulnak elő (1932). Mott mutatott rá arra, hogy az elektron és neutrínó a  $\beta$ -bomlás aktusában keletkezik, akárcsak fényemissziókor a foton (1932). Fermi ezen az alapon dolgozta ki a  $\beta$ -folyamatok elméletét, amely sikeresen magyarázta a bomlás energiaspektrumát, valamint a bomlási energia és felezési idő kapcsolatát (1934). Az elmélet átütő sikere nagyban hozzájárult a Pauli-féle hipotézis elfogadásához.

Ha a bomlás alkalmával az atommag elektron mellett neutrínót is emittál, annak jelentkeznie kell az impulzusmérlegben is: a kilépő elektron és visszalökött mag impulzusa nem adhat zérus eredőt (a két irány nem fekszik egy egyenesen), hanem csak a láthatatlan neutrínó impulzusának hozzávétele után. A neutrínó okozta visszalökés kimutatásával sokan próbálkoztak. Leipunski (1936), Crane és Halpern (1939) kvalitatíven igazolták az impulzustétel látszólagos felborulását. Allen (1942) a K-befogásnál fellépő magvisszalökődést tanulmányozta (itt az teljesen a neutrínótól, az atomot egymagában elhagyó részecskétől származik). A magvisszalökődés legerősebb a  $\text{He}^6$ -bomlás esetében. (Az energiaszegény  $\text{H}^3$ -bomlás után itt a legkönnyebb a meglökött mag.) A mérést megnehezíti a rövid felezési idő (0,85 sec). A legutóbbi években Szalay Sándornak és Csikay Gyulának többszáz ködkamra-felvételt sikerült készíteniök, amelyek szemléletesen mutatták, hogy a keletkező  $\text{Li}^6$ -ion és emittált elektron mozgásiránya nem esik egy egyenesre (1. kép). Az elektronpálya mágneses görbülete és az ionizáció mértéke a neutrínóra jutó energia és impulzus meghatározását is lehetővé tette.

A neutrínótömeg pontos meghatározására mégsem a visszalökési kísérletek a legalkalmasabbak, mert a visszalökött ion kis sebessége miatt rövid nyomot hagy a ködkamrában. Hugghes és Eggler (1948), majd Schoupp, Jennings és Sun (1949) a



bomlás energiaviszonyait vizsgálta meg. A



magreakcióban a neutron és proton kinetikus energiáját mérve lehetővé vált a  $\text{C}^{14}$  és  $\text{N}^{14}$  magok  $\Delta E$  energiakülönbségének kísérleti meghatározása. Levonva ebből az (1) bomlásánál maximálisan megfigyelt elektronenergiát, következtetni lehetett a neutrínó minimális energiájára, ami nyilván a nyugalmi energia felső határa. Ilyen módon  $m_\nu < m_e/100$  adódott.

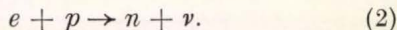


Még pontosabb felvilágosítást nyerünk a tömegre vonatkozólag, ha különböző  $m_\nu$ -k mellett kiszámított  $\beta$ -energiaspektrumokat egybevetünk a könnyű magok megfigyelt energiaspektrumával. A  $H^3$ -bomlásnál végzett megfigyelések analiziséből az  $m_\nu < m_e/1000$  értékre jutottak (1955). Valószínűnek látszik, hogy Fermi eredeti feltevése, a zérus neutrínótömeg a helyes érték.

A felsorolt kísérletek csak annyit mutattak, hogy az energia-, impulzus- és impulzusmomentum-mérleg felborulását egyetlen részecske feltételezésével egységesen ki lehet küszöbölni. Ez a legtöbb tudós számára elegendő érv volt a neutrínó-hipotézis elfogadására, mindamellett kíváncsúnak látszott, hogy közvetlen kísérlettel pozitív jelenség formájában észleljék a neutrínót. Beszéljük meg, mi ennek a lehetősége.

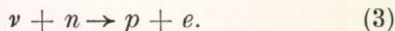
#### A neutrínó közvetlen kimutatása

A  $\beta$ -bomlásnak három alapformája figyelhető meg a természetben. Tekintsük először a *K-befogást* (1937). Ennél az atommag azáltal megy át alacsonyabban fekvő energiaállapotba, hogy az elektronburok legbelső K-héjáról abszorbeál egy elektront. A magban így egy proton elveszíti töltését, neutronná alakul át. A keletkező könnyű részecskét nevezzük neutrínónak ( $\nu$ ):



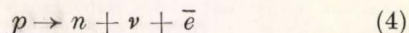
A mag rendszáma eggyel csökken. Például az Allen által is tanulmányozott  ${}^4_2\text{Be}^7 \rightarrow {}^3_3\text{Li}^7$  spontán folyamat szolgálhat.

Az atomi folyamatok mind megfordíthatók, ezért a (2) elektronbefogáshoz hasonló intenzitással végbe kell mennie a neutrínóbefogás által kiváltott elektronemisszióknak is:



Ezt nevezzük *indukált  $\beta^-$ -bomlásnak*.

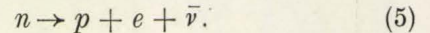
Az elemi részek kvantumelméletében általános törvény, hogy ha megfigyelhető valamilyen átmenet során egy részecske abszorpciója, akkor ugyanilyen átmenet a megfelelő antirészecske emisszióját is előidézhetheti, és megfordítva\*. Ezért (2) mellett szükségképpen létezik a



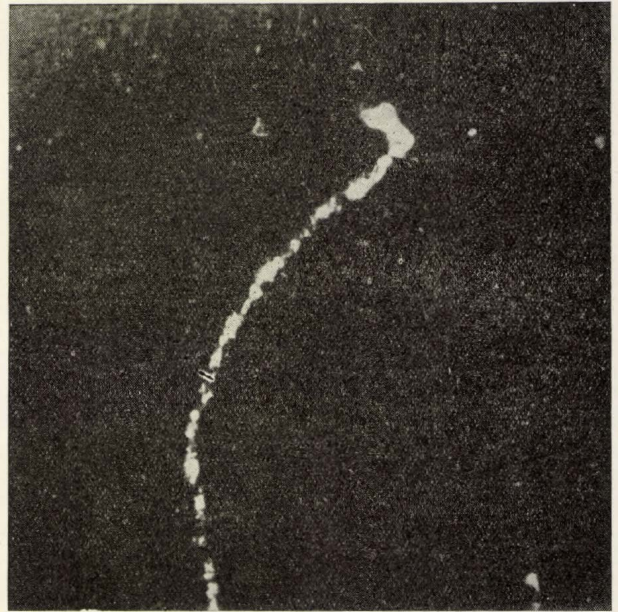
*spontán  $\beta^+$ -bomlás* (az  $\bar{e}$  pozitron az elektron antirészecskéje). Ennek során a magban egy proton elveszíti töltését, a mag rendszámcsökkenéssel megy át energetikailag kedvezőbb állapotba, akár csak a K-befogásnál. A két folyamat gyakran verseng egymással, pl. a  $\text{Sc}^{43} \rightarrow \text{Ca}^{43}$  átalakulás 20%-ban K-befogás, 80%-ban  $\beta^+$ -bomlás alakjában következik be.

\* Az  $1/2$  spinű részekre vonatkozik a Dirac-féle lyukelmélet. E szerint az ilyen részek végtelen sok negatív energiájú állapottal rendelkeznek, amelyek egyöntetűen mind be vannak töltve. Ha azonban innen egy részecske kiabszorbeálódik, a megjelent lyukat mint pozitív energiájú *antirészecskét* észleljük.

(3) mellett szükségszerűen létezik a *spontán  $\beta^-$ -bomlás* is:



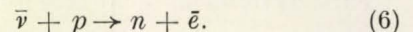
Ez a legrégebben ismert  $\beta$ -folyamat: a mag elektront emittál, így rendszámnövekedéssel megy alacsonyabb energiájú állapotba. Példa rá a  $\text{Th}^{234}$   $\text{Ra}^{228}$ ,  $\text{Ac}^{228}$  természetes radioaktivitása. A továbbiak szempontjából lényeges lesz, hogy a (4)  $\beta^+$ -bomlást és a (2) K-befogást, tehát a rendszámcsökkenést neutrínó kibocsátása kíséri, a rendszámnövelő  $\beta^-$ -bomlásban viszont ennek antirészecskéje keletkezik.



1. ábra.

$\text{He}^6$  bomlása ködkamrában

Megemlítjük végül a (4)-ből következő *indukált  $\beta^+$ -bomlást* is, amelyet antineutrínó abszorpciója idéz elő:

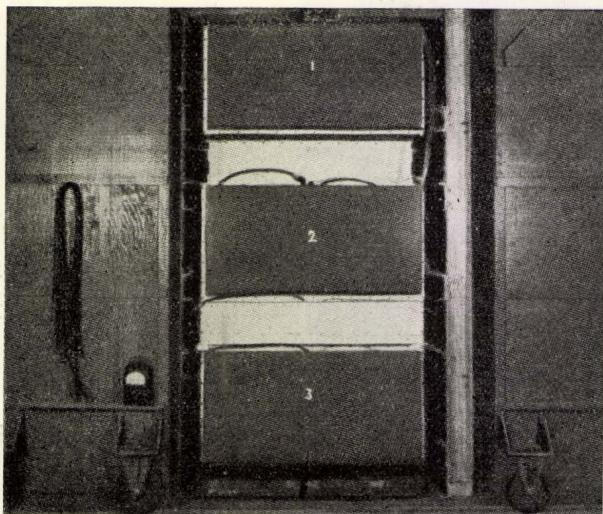


A felsorolt (2–6) átmenetek mind ugyanannak az alapjelenségnek, a proton, neutron, elektron, neutrínó közt ható  $\beta$ -kölesönhatásnak különböző megjelenési formái\*\*.

A neutrínó direkt kimutatására a (3) indukált  $\beta^-$ -bomlás, az antineutrínó regisztrálására a (6) indukált  $\beta^+$ -bomlás nyújt lehetőséget. Mindkét folyamat több változatban képezheti kísérleti analízis tárgyát. (3)-nak Pontecorvo azon konkrét változatát ajánlotta, amelynél az  $\text{Cl}^{37} \rightarrow \text{A}^{37}$  átalakuláshoz vezet. (Folyékony széntetrakloridban  $\nu$ -besugárzás aktív  $\text{A}^{37}$ -izotópot termel. Ez természetes argon átbugyborékolatásával kimosható, a mosógáz aktivitásának mértékéből pedig következtetni lehet a folyamat hatáskeresztmetszetére.) A  $\bar{\nu}$ -besugárzás viszont (6) értelmében

\*\* Megjegyezzük, hogy  $\nu$  és  $\bar{\nu}$  gyakran emittálódik mezonok bomlása és befogása alkalmával is.





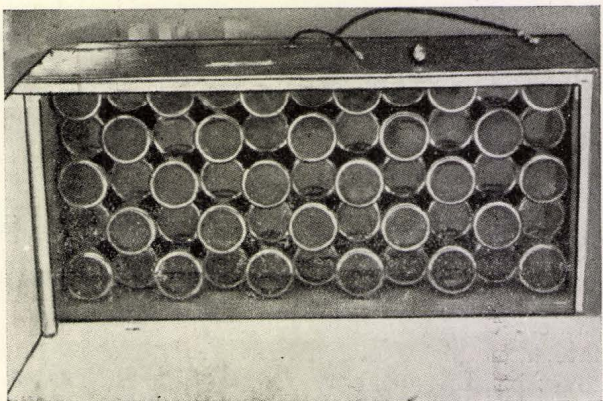
2. ábra

Reines és Corvan két fehér víztartályt (céltárgy) és három sötét szcintilláló folyadéktartályt tartalmazó kísérleti berendezése

hidrogéntartalmú anyagban pozitronok és szabad neutronok megjelenésére vezet, amelyek szokásos számlálástechnikai módszerekkel észlelhetők.

A  $\beta$ -bomlás elméletében az (2) K-befogás valószínűségének ismerete alapján lehetővé vált a fordított (3), (6) folyamatok valószínűségének meghatározása. Erre 2–3 MeV-os  $\nu$  vagy  $\bar{\nu}$  esetén  $10^{-43}$  cm<sup>2</sup> nagyságrendű hatáskeresztmetszet adódott. Ez elképesztően alacsony érték: azt jelenti, hogy pl. egy 3 MeV-es  $\bar{\nu}$  közepes szabad úthossza cseppfolyós hidrogénben 100 fényév a (6) abszorpciós folyamattal szemben. Egy atommag geometriai keresztmetszete  $\sigma_g = 10^{-25}$  cm<sup>2</sup>. A  $\nu$  és  $\bar{\nu}$  tehát  $\sigma_g/\sigma = 10^{18}$  atommagon képes áthaladni, amíg abszorbeálódik!

Laboratóriumi célokra számításba jövő neutronforrások a radioaktív készítmények. Egy 1 curie aktivitású, tehát erős  $\beta$ -bomló preparátum

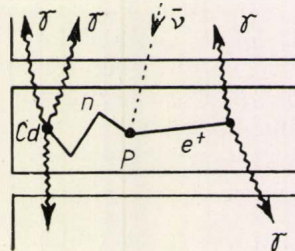


3. ábra

55 fotoelektron sokszorozót tartalmazó állvány van mindegyik szcintillációs tartály végein

1 méter távolságban  $I = 3 \cdot 10^5$  cm<sup>-2</sup> sec<sup>-1</sup> intenzitású  $\nu$ -vagy  $\bar{\nu}$ -áramot létesít. Annak a valószínűsége tehát, hogy ez a besugárzás egy proton kiváltja az indukált  $\beta$ -bomlást,  $I\sigma = 10^{-38}$  másodpercenként!  $10^{38}$  protont, félmilliárd tonna hidrogént kellene ide elhelyezni, hogy az egész tömegben másodpercenként egyetlen  $\beta$ -folyamatot észlelhessünk! A kísérlet gyakorlati megvalósítása feltétlenül reménytelen.

Gyökeresen megváltoztatta a helyzetet a nagy atomreaktorok üzembehelyezése. A bennük keletkező hasadási termékek erős neutronfelesleggel rendelkező  $\beta$ -aktív anyagok, tehát a működő atommáglyában állandóan igen nagytömegű rövidéletű  $\beta$ -aktív izotóp van jelen. Így a máglyák  $\bar{\nu}$ -sugárzása elérheti az  $I = 10^{13}$  cm<sup>-2</sup> sec<sup>-1</sup> értéket. Ekkor a reakció valószínűsége  $10^{30}$  másodpercenként egy átmenet protononként. Tekintettel arra, hogy pl. egy hektoliter vízben  $6 \cdot 10^{27}$  proton van, ebben átlagosan félóránként várható egy indukált  $\beta$ -átmenet. Még mindig elképesztően nehéz, de a realizáshoz közeledő feladat.



4. ábra

A Reines—Corvan-kísérlet vázlata

Reines és Cowan próbáltak megbirkózni vele. Kísérleti berendezésük a következő: két egyhektoliteres tartályban elhelyezett víz volt a céltárgy. (2. kép fehér tartályai). Ebben váltotta ki az atomreaktorból érkező  $\bar{\nu}$  a (6) folyamatot. Az emittált pozitron elektronnal találkozáva csakhamar szétsugárzott, a keletkezett két  $\gamma$ -kvantum a tartály két oldalán elhelyezett szcintillálófolyadéktankban (1. kép széles fekete tartályai) látható fotonokká alakult át. A jó hatások eléréséhez 500 liter szcintilláló folyadékot kellett használni. A benne keletkezett fotonokat 330 fotoelektron sokszorozó regisztrálta (3. kép), a két oldalon koincidencaikapcsolásban. A háttér leszorítása céljából észlelték a (6) által termelt neutronokat is. A vízben CdCl<sub>2</sub>-t oldottak fel, a Cd a lefékeződött neutronokat nagy hatáskeresztmetszettel elnyelte, majd a keletkezett mag többszörös  $\gamma$ -emisszióval ment át alapállapotba. A keltett  $\gamma$ -kat ismét a leírt módon regisztrálták (4. ábra), koincidenzában mindkét oldalról. A neutron által kiváltott koincidenca a fékeződés ideje miatt később a pozitronéhoz képest (5. kép). A négyes koincidenziák észlelésével a háttérrel annyira sikerült csökkenteni, hogy a jelek afölé emelkedtek:  $24 \pm 12$  (1953),  $2,88 \pm 0,22$  (1956),  $36 \pm 4$  (1958) volt a jelek száma óránként. Mivel a céltárgyban  $0,83 \cdot 10^{29}$  proton volt, a  $\bar{\nu}$ -áramsűrűség értéke pedig  $1,3 \cdot 10^{13}$  cm<sup>-2</sup> sec<sup>-1</sup>, ez  $1,1 \pm 0,4 \cdot 10^{-43}$  cm<sup>2</sup> hatáskeresztmetszetet jelent. A reaktor-antineutrínók energiaeloszlása alapján számított elméleti keresztmetszet  $1,01 \pm 0,13 \cdot 10^{-43}$  cm<sup>2</sup>.

Reines és Cowan mérése, amely az utóbbi évek legmegkapóbb kísérletei közé tartozik, egyértelműen igazolta az antineutrínó létét és a  $\beta$ -bomlás elméletét.



## Mikor válik a gyenge kölcsönhatás erőssé?

Az erős és közepes kölcsönhatás közös sajátága, hogy erősségét az atomfizikai mértérendszerben dimenziótlan állandó, pusztán szám írja le. (Az atomfizikai mértérendszerben az idő és tömeg egységét is leszámaztatott mennyiségnek tekintjük. Definíciójuk oly módon történik, hogy a  $c$  fénysebesség és  $h$  hatáskvantum értéke egy legyen.) Az elektromágneses kölcsönhatás jellemzője például az  $e^2 = 1/137$  finomszerkezeti állandó, ami az atomfizikai mértérendszerben mért elemi elektromos töltés négyzete. A nukleáris kölcsönhatás megfelelő intenzitásjellemzője  $g^2 = 16,0$ . A csatolási állandók dimenziótlan voltából következik, hogy a nukleáris és elektromágneses folyamatok erőssége hosszúságjellegű adatoktól, így a találkozó részecskék hullámhosszától (energiájától) bizonyos értelemben független.

Más sajátóságot mutatnak a gyenge kölcsönhatások. Ezek csatolási állandója nem pusztán szám, hanem hosszúság jellegű, értéke  $l = 0,8 \cdot 10^{-16}$  cm. A gyenge folyamatoknak ez különleges jelleget kölcsönöz: intenzitásuk erősen függ a szereplő részek hullámhosszától. (A bevezetőben megadott  $10^{-10}$  számérték a szokásos MeV nagyságrendű energiák esetére vonatkozik.)

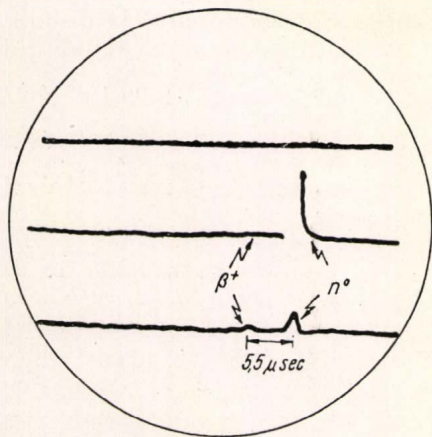
A viszonyok szemléltetésére hasonlítsunk össze egy tiszta elektromágneses folyamatot, a Compton-szórást egy jellegzetes  $\beta$ -folyamattal, a neutrínóabszorpcióval. A foton-elektron szórás hatáskeresztmetszete

$$\sigma_c \simeq e^4 \lambda_0^2$$

kis energiáknál, tehát állandó, igen nagy energiáknál pedig fokozatosan zérussá válik. ( $\lambda_0 = 2,42 \cdot 10^{-10}$  cm az elektron Compton-hullámhossza.) A (8) folyamat egy  $\beta$ -típusú töltéscserelelő leptonszórásnak felel meg, ennek hatáskeresztmetszete:

$$\sigma_\beta \simeq \left(\frac{l}{\lambda}\right)^4 \lambda^2$$

( $\lambda$  a neutrínó hullámhossza). E kifejezésben a dimenziótlan  $e$  helyét mintegy a szintén dimenziótlan  $l/\lambda$  foglalta el. Ennek az a folyamánya, hogy az effektív csatolási állandó a hullámhossz csökkenésével, vagy a  $p = h/\lambda$  egyenlet szerint az impulzus növekedtével minden hatá-



5. ábra

Jellegzetes jel-rendszer: a korábbi, gyengébb koincidálós jelpárt (baloldalt) a  $\beta^+$ -pozitron, a későbbi, erősebb jelpárt (jobbaldalt) a neutron váltotta ki

ron túl nő. Következésképp a gyenge kölcsönhatás intenzitása (így szórás keresztmetszete is) rohamosan emelkedik a kölcsönható részek energiájának emelkedtével. Minden okunk megvan annak feltételezésére, hogy a gyenge kölcsönhatás extrém energiákon erőssé, esetleg uralkodóvá válhat.

Tekintsünk egy számpéldát. A dubnai szinkrofototron  $10^{10}$  eV energiájú protonokat szolgáltat. Ezek magba

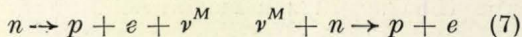
ütkezve gyors  $\pi$ -mezonokat sugároznak szét, a töltött  $\pi$ -mezon röptében elbomlik,  $\mu$ -mezon és neutrínó keletkezik. Kedvező esetben a kezdeti energiából jelentékeny hányad juthat a neutrínóra. Tekintsük egy  $10^9$  eV energiájú antineutrínó befogását (6) szerint. Az ilyen antineutrínó hullámhossza  $\lambda = 10^{-13}$  cm; így a hatáskeresztmetszet a MeV-es energiatartomány ( $\lambda = 10^{-10}$  cm) mért  $10^{-43}$  cm<sup>2</sup> értékével szemben  $10^{-38}$  cm<sup>2</sup>-re növekszik, magasabbrendű effektusok miatt talán még nagyobbra.  $10^{12}$  eV-nál nagyobb energiájú neutrínók keletkezése várható a kozmikus sugárzás által kiváltott legnagyobb energiájú folyamatokban, a sztratoszférában. Az ilyen neutrínók hullámhossza már  $l$ -nél kisebb, ekkor az  $l/\lambda$  „effektív csatolási állandó” eléri az erős kölcsönhatásokét. Ilyenkor a neutrínó hideg részecskéből meleggé, mezonokhoz hasonlóan erősen kölcsönhatóvá válhat. Kísérleti kimutatása a közeljövőben még nem látszik lehetségesnek, noha Markov felhívta a figyelmet arra, hogy az igen fontos volna a különleges sajátosságokat mutató „gyenge” folyamatok természetének tisztázásában. A kisenergiájú határeset tanulmányozása csak egyoldalú ismereteket nyújt. (Ugyanilyen egyoldalúsági probléma merül föl a gravitációra vonatkozó empirikus anyaggal kapcsolatban is.)

## Neutrínó és antineutrínó

Az elemi részek körének jellegzetes szimmetriatulajdonsága a részecske—antirészecske kettősség. Egy részecskéhez megtalálható az antirészecske is, amelynek minden tulajdonsága megegyezik a részecskéével, csak töltése ellenkező. Az összes fizikai törvény változatlanul érvényben marad, ha benne minden részecskét antirészecskéjével cserélünk fel. Ez a töltésszimmetria.

Bizonyos kivételes esetekben az antirészecskét semmi tulajdonság nem különbözteti meg a részecskétől, antirészecske és részecske azonos. Elektromosan töltött részek körében ez nem fordulhat elő: ott az antirészecskét ellenkező elektromos töltése megkülönbözteti. A semleges részek körében pl. az antineutron különbözik a neutrontól (megkülönbözteti őket a baryontöltés), ugyanígy van a K-mezon esetében is (ott a ritkaság ellenkező előjelű). A semleges  $\pi^0$ -mezon és a foton viszont antirészecskéjével azonos. Kérdés: mi a helyzet a neutrínónál? Majorana felhívta a figyelmet arra, hogy a  $\beta$ -bomlással kapcsolatos eddigi tapasztalatok megengedik a  $\nu = \bar{\nu}$  azonosítást, de nem bizonyítják azt (1939). Az a probléma, hogy az antineutrínót megkülönbözteti-e valamilyen sajátossága a neutrínótól, lényegesen összefügg a neutrínó elméletével és részletes kísérleti tanulmányozásra méltó.

Ha van különbség  $\nu$  és  $\bar{\nu}$  közt, akkor előbbi indukált  $\beta^-$ , utóbbi indukált  $\beta^+$ -bomlást tud kiváltani, fordítva viszont nem. Ha tehát pl.

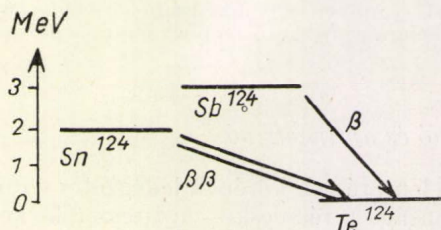


szerint  $\beta^-$ -bomláskor keletkező neutrínó tud indukált  $\beta^-$ -bomlást kiváltani, ez a Majorana-féle azonosítás mellett szól, ha viszont a folyamatot nem észlelik az indukált  $\beta^+$ -bomláshoz hasonló hatáskeresztmetszettel, az  $\nu \neq \bar{\nu}$  bizonyítéka. A Reines—Cowan kísérlet az utóbbi folyamatot igazolta, ez tehát nem ad választ problémánkra. Davis megpróbálkozott (7) kimu-



tatásával, mégpedig úgy, hogy atomreaktorok sugárzásával kívánta a  $\text{Cl}^{37} \rightarrow \text{A}^{37}$  Pontecorvo-folyamatot előidézni (1955, 1957). Mérései nem jártak határozott eredménnyel, a háttér-effektusokat nem sikerült biztonsággal leválasztani. Úgy látszik, a közvetlen abszorpciós módszer ma még nem alkalmas egyértelmű döntésre e téren.

Szerencsére a természet maga nyújt lehetőséget ilyen vizsgálatra a *kettős  $\beta$ -bomlás* révén. Miben áll a radioaktív bomlásnak ezen különleges típusa? Szép számmal előfordulnak a természetben olyan izotópok, amelyek energetikailag nem stabilisak, mert kettővel távolabbeső rendszámú szomszédjuk lényegesen alacsonyabban fekszik. Az ismételt  $\beta$ -bomlással való átalakulás mégis tiltott, mert a közvetlen szomszéd magasabb energiájú (6. ábra).



6. ábra  
A  $\beta\beta$ -bomlás energiaviszonyai

Az átmenet azonban bekövetkezhet két elektron egyidejű emissziójával, tehát másodrendű folyamat gyanánt. Ez azt jelenti, hogy a bomló magban egyidejűleg két neutron alakul át protonná:

$$\left. \begin{aligned} n_1 &\rightarrow p_1 + e + \bar{\nu} \\ n_2 &\rightarrow p_2 + e + \bar{\nu} \end{aligned} \right\} \text{tehát } {}_{50}\text{Sn}^{124} \rightarrow {}_{52}\text{Te}^{124} + 2e + 2\bar{\nu} \quad (8)$$

A  $\beta\beta$ -bomlást egyes (nem egészen bizonyító erejű) esetekben meg is figyelték, pl. Firemann és Schwarzer (1952): Wilson-kamrába  $\text{Sn}^{124}$ -izotópban dúsított lemezt helyeztek el. Mintegy 3000 felvétel közül egy-kettőn látható volt az ónlemez egy pontjából kiinduló elektronpár nyoma. Ezt kettős  $\beta$ -bomlásként értelmezték.

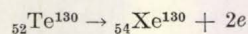
A  $\beta$ -bomlás elméletéből is kényszerítő erővel következik a kettős  $\beta$ -bomlás jelensége, azonban igen hosszú felezési idővel: Két gyenge folyamat kapcsolt bekövetkezése kis valószínűségű. A (8) folyamatra  $10^{24}$  év felezési idő adódik. Ha azonban a Majorana-elmélet a helyes, az első neutron-bomláskor felszabaduló neutrínó (7)-hez hasonlóan indukálni tudja egy másik neutron elbomlását, ez esetben ugyanazon magon belül:

$$\left. \begin{aligned} n_1 &\rightarrow p_1 + e + \nu^M \\ \nu^M + n_2 &\rightarrow p_2 + e \end{aligned} \right\} \text{tehát } {}_{50}\text{Sn}^{124} \rightarrow {}_{52}\text{Te}^{124} + 2e. \quad (9)$$

Az ilyen neutrínó-nélküli bomlás természetesen (8)-nál nagyobb valószínűségű, a felezési ideje  $10^{16}$  év. Ez az eredmény lehetőséget nyújt a Majorana-elmélet kísérleti ellenőrzésére: ha észlelnék  $10^{17}$ – $10^{18}$ -évnél rövidebb felezési idejű  $\beta\beta$ -bomlásokat,  $\nu = \bar{\nu}$ , ha nem,  $\nu \neq \bar{\nu}$ .

A kísérleti nehézségek itt is hatalmasak. Ne felejtjük el, hogy a Föld legöregebb kőzeteinek kialakulása óta csak  $4 \cdot 10^9$  év telt el, a  $10^{16}$  év felezési idő tehát a csillagászati dimenziókat is messze túlhaladó élettartam. Kőzetvizsgálatokkal vagy egyedi megfigyelésekkel való kimutatása egyaránt a legnehezebb kísérleti feladatok közé tartozik, a nagyságrendekkel erősebb zavaró háttér miatt. Az elmúlt tíz évben kutatók egész sora próbálta meg, hogy megbirkózzék a feladattal, de ellentmondó, ki nem elégitó pontosságú eredmények születtek.

Megemlítjük pl. Ingram és Reynolds mérését. Svédországi lelőhelyről, 240 méter mélységből származó  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ -tartalmú ércet vettek vizsgálat alá, a célból, hogy megállapítsák: megtalálható-e benne az



bomlás terméke. Az érceminta élettartama  $(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^9$  év. Az ércet vákuumban felforralták és a kiváló xenont összegyűjtötték. A gázt ezután tömegspektroszkópai analízisnek vetették alá, az eredményt összehasonlították a levegőben előforduló xenon izotóp-összetételével.

	$\text{Xe}^{124}$	$\text{Xe}^{126}$	$\text{Xe}^{128}$	$\text{Xe}^{129}$	$\text{Xe}^{130}$	$\text{Xe}^{131}$	$\text{Xe}^{132}$	$\text{Xe}^{134}$	$\text{Xe}^{136}$
Levegőben	0,5	0,5	7	97	15	79	100	39	33
Ércben	<2	<3	<10	640	42	262	100	42	36

Az eredményt a kutatók a következőképp interpretálták:  $\text{Xe}^{132}$  csak a levegőből származhat. A többi izotópok erre vonatkoztatott koncentrációja közel normális, csak  $\text{Xe}^{129}$ ,  $\text{Xe}^{130}$ ,  $\text{Xe}^{131}$  magasabb. A  $\text{Xe}^{129}$  és  $\text{Xe}^{131}$  úgy jöhetett létre, hogy a közeli uránlelőhelyen spontán hasadásban keletkezett neutronok  $\text{Xe}^{128}$ -ba, ill.  $\text{Xe}^{130}$ -ba nagy hatáskeresztmetszettel befogadták. A  $\text{Xe}^{130}$  viszont szerintük csak  $\beta\beta$ -bomlás terméke lehet. E feltevés alapján hozzávetőlegesen  $10^{21}$  év élettartam adódott.

A fenti példa is mutatja az elvégzendő feladat nehézségeit, mégis sikerült vele 1956-ra megbirkózni. Awschalom (1956), valamint Reines, Cowan és munkatársaik (1956) számlálástechnikával a következő hitelt érdemlő eredményre jutottak:

$$\begin{aligned} \text{Ca}^{48} &\rightarrow \text{Ti}^{48} & t_{1/2} &> 2,0 \cdot 10^{18} \text{ év}, \\ \text{Zr}^{96} &\rightarrow \text{Mo}^{96} & t_{1/2} &> 0,5 \cdot 10^{18} \text{ év}, \\ \text{Nd}^{150} &\rightarrow \text{Sm}^{150} & t_{1/2} &> 2,2 \cdot 10^{18} \text{ év}. \end{aligned}$$

Ezek az adatok teljesen elegendők a Majorana-féle feltevés cáfolatára: *a neutrínó és antineutrínó fizikailag különböző részecskék*. Értesülés szerint ezekben a hónapokban van folyamatban olyan kísérlet, amelynek pontossága eléri a  $10^{24}$  évet, amely tehát teljessé teszi a  $\beta\beta$ -bomlásra vonatkozó ismereteinket.

Ezután felmerül a kérdés: van-e a neutrínónak olyan szemléletesen érthető belső (intrinsic) tulajdonsága, amely megkülönbözteti őt az antineutrínótól? Erre vonatkozólag már évekkel ezelőtt folytak elméleti kutatások. Kiindulásul az az észrevétel szolgált, hogy a  $\beta$ -bomlás (2–6) alapfolyamatainak, azonkívül az összes ismert mezonbomlásnak és más elemirész-kölcsönhatásnak közös sajátossága, hogy benne a keletkező és eltűnő feles spinű részek (fermionok) száma megegyezik. (Egy antirész — 1 részecskének felel meg.) Legkézenfekvőbb módon úgy lehet ezt értelmezni,



hogy a feles spinű részek rendelkeznek valamilyen újszerű töltéssel (ez a részecskéknél pozitív, anti-részecskéknél negatív), amelyre szigorú megmaradási tétel érvényes. Nevezzük ezt a töltést fermiontöltésnek. A fermiontöltést hordozó részecskék azok, amelyek a gyenge kölcsönhatásban részt vesznek. Mivel a tapasztalat szerint a gyenge kölcsönhatások csatolási állandója mindig ugyanakkora, az a fermiontöltéssel azonosítható. Így teljessé válik az analógia az elektromos töltésre (közepes kölcsönhatás) és a baryontöltésre (erős kölcsönhatás) vonatkozó megmaradási tétellel.

A fermiontöltés megmaradási törvényét magyar, szovjet és amerikai kutatók 1953-ban egymástól függetlenül ismerték fel. (A fenti sorrend egyben időrendet is jelöl.) A neutrínó és antineutrínó e tétel szerint fermiontöltésük előjelében különbözik, ezért feltétlenül eltérő részecskék. A (8) bomlást a fermiontöltés megmaradása megengedi, de (9)-et tiltja. A tapasztalat, mint láttuk, ezt a jóslást utólag igazolta.

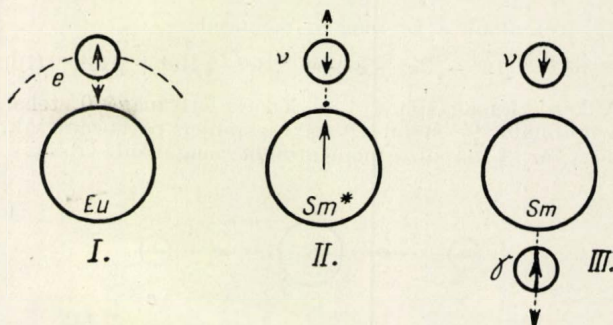
A  $\beta$ -bomlás elméletének utóbbi években való kiépülése során Gell-Mann mélyebben megalapozta a fermiontöltés és a  $\beta$ -csatolás állandójának kapcsolatát az elektromos áramhoz hasonló *gyenge áram* fogalmának bevezetésével (1958). Az ezen alapuló kísérletek azt is igazolták, hogy a proton és a negatív  $\mu$ -mezon rendelkezik ugyanolyan fermiontöltéssel, mint az elektron és a (K-befogáskor,  $\beta^+$ -bomláskor keletkező) neutrínó. Ezt tekintjük definíció szerint pozitívnak. Következésképp az  $\bar{\nu}$ ,  $\bar{e}^+$ ,  $\bar{\mu}^+$ ,  $\bar{p}^-$ ,  $\bar{n}$  fermiontöltése negatív.

### A neutrínó csavarodása

A K-mezon tanulmányozása 1956-ban érdekes dologra hívta fel a figyelmet: A  $\pi$ -mezonokra történő bomlást leíró törvény nem tükrözésszimmetrikus, a bomlás aktusa megváltoztathatja a fizikai rendszer szimmetriáját. Lee és Yang vezették be azt a feltevést, hogy ez a különös viselkedés a gyenge kölcsönhatások egyetemes tulajdonsága. (Azt ugyanis számtalan tapasztalat igazolja, hogy a nukleáris és elektromágneses kölcsönhatás szigorú tükrözésszimmetriát mutat.) Lee és Yang dolgozata a kísérleti és elméleti kutatások egész özönét indította el, amelyek a neutrínós folyamatoknál 1957 és 1958 során az egész problémakört feltárták. (Érdekes módon a kiindulási problémát, a K-mezon bomlását ma is homály fedi.) Most nem akarunk részletesen kitérni a természet tükrözésszimmetriájának egész kérdéskomplexumára, azaz lapunk többször foglalkozott, csak a neutrínót érintő legfontosabb eredményeket tekintjük át.

A neutrínó az elektronhoz, protonhoz hasonlóan feles spinű részecske. A fermionoknál a  $\frac{1}{2}$  spin általában megkettőzi a lehetséges részecskeállapotok számát: a spin a mozgásiránnyal párhuzamosan vagy azzal ellentétesen állhat. (A többi állapotok ezen két polarizációs állapot keverékei.) Az 1957–1958 során elvégzett neutrínókísérleteket analizálva Landau, Salam, Lee és Yang egy-

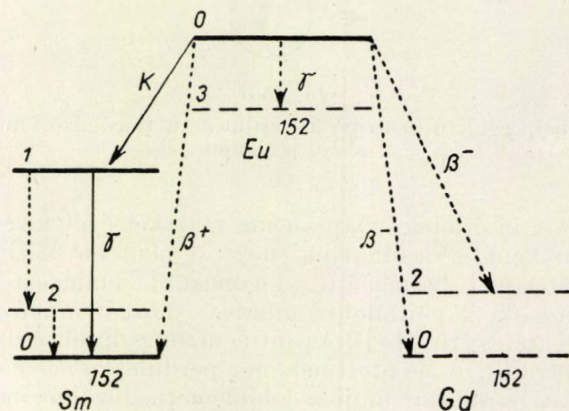
mástól függetlenül bevezették azt a feltevést, hogy a neutrínó esetében a két spinállapot közül csak az egyik valósul meg. Ennek a kezdeti kísérletek nem mondtak ellent, de nem is bizonyították azt egyértelműen. Problémátikus maradt az is, hogy előre- vagy hátrapolározott állapot realizálásáról van-e szó.



7. ábra

A Goldhaber-kísérlet vázlata (K-befogást követő  $\gamma$ -emisszió)

A választ egy 1958-ban elvégzett kísérlet adta meg. A kísérlet alap gondolata a következő volt: Tekintsünk egy 0 spinű atommagot, amely K-befogással elbomlik 1 spinű maggá. A keletkezett mag ezután  $\gamma$ -emisszióval megy át 0 spinű alapállapotba, az 1 impulzusmomentumot a foton viszi el. Tehát most a K-befogáskor kirepülő  $\nu$  spinjének a magspinnel ellentétben kell állnia, mert a kettő eredője  $(1 - \frac{1}{2} = \frac{1}{2})$  szolgáltatja a befogott elektron spinjét. Tegyük fel, hogy észleljük a K-befogás okozta magvisszalökés irányába kirepülő  $\gamma$  spinjét és az hátrafele (előre-fele) mutat, másszóval a foton balra (jobbra) cirkulárisan poláros. A fotonspin iránya meg egyezett a magspin irányával, hiszen azt vette át, tehát ellentett a neutrínóval. Mivel haladási irányuk is ellentett, hátrafele (előre-fele) mutató spinű foton észlelése hátrafele (előre-fele) polározott neutrínónak felel meg (7. ábra).



8. ábra

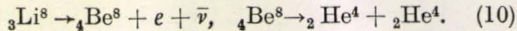
Az  $\text{Eu}^{152}$  bomlási skémája a magnívók spinjének fel-tüntetésével

Ezt a kísérletet 1957-ben a balatonvilágosi elemi-rész-kollokviumon Zimányi József és később tőle függetlenül több amerikai kutató javasolta. Elvégzése M. Goldhabernek és munkatársainak érdeme (1958). Ők az atomreaktorban neutronbesugárással előállított  $\text{Eu}^{152}$  izotóp 9,3-ára felezési idejű izomér állapotával dolgoztak, amely a kívánt bomlási és spin-sajátosságokat mutatta (8. ábra). A kísérlet során azt tapasztalták, hogy a  $\gamma$ -fotonok túlnyomó része balra cirkulárisan poláros. (A 100%-tól való eltérés különféle ismert zavaró behatások következménye.)

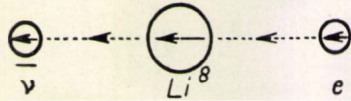


Goldhaber kísérlete egyértelműen bizonyítja, hogy a (K-befogásban keletkező) *neutrínók spinje a mozgásiránnyal ellentétes, tehát egy balmenetű csavart utánoz*. Az elmélet szerint az antineutrínók esetében ellentett csavarodás várható. Ezt direkt kísérlet nem igazolta, közvetett kísérletek azonban ezt is kétséget kizárva bizonyítják.

Tekintsük a  $\text{Li}^8$ -mag  $\beta$ -bomlását.



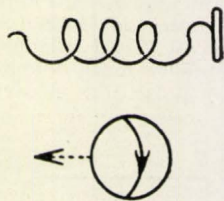
A kezdeti mag spinje 1, a keletkezett magé 0, tehát a kirepülő  $\frac{1}{2}$  spinű  $e^-$  és  $\bar{\nu}$  spinjei párhuzamosak, hogy az 1 impulzusmomentumot magukkal vihessék.



9. ábra

A  $\text{Li}^8$   $\beta$ -bomlásának spinviszonyai

Mayer—Leibnitz kísérletileg igazolta, hogy az  $e$  és  $\bar{\nu}$  a (16) bomlás alkalmával legszívesebben  $180^\circ$  szög alatt lépnek ki (1958). Keszthelyi Lajos és Zimányi József viszont azt mutatták meg, hogy az elektron túlnyomórészt hátrafelé mutató spinnel emittálódik (1958). Mindkét kísérlet különleges nehézsége volt a  $\text{Li}^8$ -izotóp rövid felezési ideje (0,9 sec): azt a helyszínen kellett gyorsítóval előállítani. A két eredményből következik, hogy a  $\bar{\nu}$  spinjének a mozgásirányba előre kell mutatnia. (9. ábra.)



10. ábra

A balperdületű neutrínó és balmenetű dugóhúzó, mint a *bal* etalonjai

A kísérletek alapján ma már kétséget kizáró tényként elfogadhatjuk, hogy a neutrínó aszimmetrikus, balmenetű dugóhúzóra emlékeztető részecske: perdülete mindig mozgásirányával ellentétes (10. ábra). Az antineutrínó szintén aszimmetrikus, de ellentett módon: perdülete a mozgásirányba mutat, mint a jobbmenetű dugóhúzónál.

A neutrínó egyedülálló tulajdonsága\* a gyenge kölcsönhatások különleges jellegéből következik: a gyenge kölcsönhatások általában balracsa-

\* Könnyű belátni, hogy ilyen egyoldalú csavarjelleg csak zérus nyugalmi tömegű részecskéknél valósulhat meg. Tekintsük ugyanis egy mozgásirányhoz viszonyítva hátraírányuló spinű elektront. Térjünk át olyan megfigyelő koordináta-rendszerére, amely az elektronnal párhuzamosan, de nagyobb sebességgel szalad. Ebből nézve az elektron sebessége ellentett, a perdület változatlan, tehát innen az elektron előírányuló spinűnek látszik. Kizárólag fénysebességgel mozgó részek csavarodása lehet független a vonatkoztatási rendszertől.

rodó részecskéket és jobbracsavarodó antirészecskéket termelnek. A többi elemi rész azonban erős és közepes kölcsönhatásokban is létrejöhet, amelyek nem balkezesek, így mindkét változatuk előfordul a természetben. Egyedül a neutrínó az, amelynek kizárólagos édesanyja a gyenge kölcsönhatás, ezért csakis a neutrínó tanulmányozása vehetett világos fényt a gyenge kölcsönhatások ezen újabb különleges sajátosságára.

Pár szót még egyrészt a jobb és bal, másrészt a részecske és antirészecske ekvivalenciájáról.

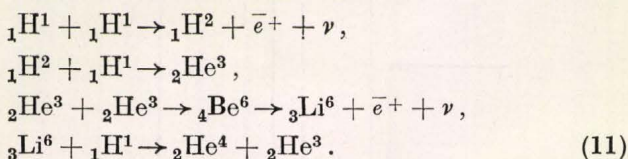
A tér és a benne lévő anyag törvényeinek vizsgálata arra tanított, hogy a jobb és bal, a jobbsodrás és balsodrás nincs kitüntetve a természetben, a kettő egyenértékű. Ennek most ellentmondani látszik az, hogy a neutrínó tudja, „melyik a balkeze”. Ha egy neutrínót szemügyre veszünk, kellő vizsgálattal kiválaszthatjuk a két lehetőség közül a balsodrást akkor is, ha nekünk (hagymány alapján) nem mutatták meg, melyik kézzel nem szabad a leveseskanálhoz nyúlunk. A neutrínó tehát a „bal” etalonja. Azt jelenti-e ez, hogy a balsodrás ki van tüntetve a természetben? Semmiképpen sem. Ha keressük ezt az etalont, tehát keresünk egy  $\frac{1}{2}$  spinű, zérus nyugalmi tömegű részecskét, egyaránt kezünkbe akadhat egy neutrínó vagy egy antineutrínó. A kettő közül nem választhatunk, amíg önkényesen nem definiáljuk a részecske—antirészecske (pozitív töltés—negatív töltés) fogalmakat, vagy a bal—jobb fogalmát. Eleve egyik sem tűnik ki a másikhoz képest. Csak ha megmondjuk, melyik részecskét fogadjuk el önkényesen pozitív fermion-töltésűnek (pl. azért, mert a Földet alkotó atomok K-befogása történeti okokból ezeket termeli, szemben a közelünkben nem található *antijellegűnek* minősített atomok K-befogásakor keletkező *antineutrínókkal*), akkor válik értelmezetté a bal is. Ha viszont megmondjuk, melyik részecskét nevezzük balsodrásúnak (az emberiség történetében teljesen önkényesen kialakult dugóhúzó-konvenció alapján), akkor ki tudjuk választani a pozitívat. A fizikai törvények szempontjából a jobb és bal, a pozitív és negatív, a részecske és antirészecske teljesen egyenrangú. A neutrínófizika csak arra mutatott rá, hogy a bal és a pozitív, a jobb és a negatív bizonyos értelemben egymásnak szinonímái.

A természeti törvények végső soron tükrözés- és töltésszimmetrikusak: jobbot ballal és *egyidejűleg* pozitívat negatívval (részecskét antirészecskével) felcserélve minden érvényben marad. Földünk anyaga azonban nyilvánvaló aszimmetriát mutat: atommagjai határozottan *pozitív* töltésűek és K-befogás alkalmával határozottan *balkezes* neutrínókat emittálnak (noha egy negatív magokból álló, K-befogáskor jobbkezes antineutrínókat emittáló Antiföldet a fizikai tételek ugyanúgy megengednének). Vajon azt jelenti-e ez, hogy az univerzumban az anyag törvényei ugyan nem, de az anyageloszlás igenis pozitív-bal-aszimmetriát létesít? Vagy pedig részecskék és antirészecskék egyforma mértékben előfordulnak, csak éppen Földünk „baloldalra”, a pozitív magú atomok tartományába került, és tőle távol antiatomokból felépült égitestek találhatók? Érdekes kérdések, amelyek ma sok kíváncsi kutatót foglalkoztatnak, de jelenleg még tisztán spekulatív jellegűek és nyomunkövetésük túl messzire vezetne.

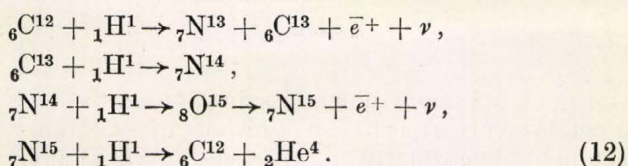


Tudjuk, milyen nagy fejlődést jelentett természettudományos ismereteinkben a röntgen-sugárzás és más áthatoló sugarak felfedezése, munkába-állítása. A röntgen-sugarak áthatolóképessége azonban eltörpül a neutrínóké mellett. Amilyen átlátszó az emberi test a röntgen-sugarak előtt, olyan átlátszó az univerzum a neutrínósugárzás számára. Elgondolni is nehéz, milyen lehetőségek válnának valóra, ha a neutrínósugárzás praktikus észlelhetősége teljesen megoldódna. Ha valaki kitalálná azt a „fényképlemezt”, amely lerögzíti a neutrínók által az univerzumból nyújtott röntgen-képeket.

Atomreaktorok mellett földi megfigyelő számára a Nap a legintenzívebb neutrínóforrás. A Nap kazánjában héliummá ég el a hidrogén, minden héliummag születését két  $\beta^+$ -bomlás, tehát két neutrínó születése kíséri. A héliumszintézis vagy közvetlenül megy végbe,



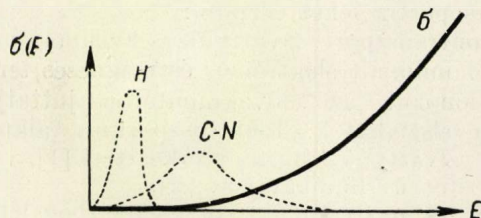
vagy Bethe szerint a szén és nitrogén közvetítésével:



Hogy melyik a Nap domináns fúziós folyamata, a központi tartomány hőmérsékletétől függ. Bethe (20 millió fokot tételezve fel) a C—N-ciklus mellett foglalt állást (1940). A Nap kémiai összetételére vonatkozó újabb ismeretek alapján az elméleti asztrofizika 15 millió fok centrális hőmérsékletre következtetett, ezen pedig a direkt szintézis az uralkodó. Mindkét esetben a felszabaduló nukleáris energia 5—10%-a neutrínósugárzásként távozik, akadálytalanul áthatolva a Nap egész tömegén. Földünket a Napból  $\text{cm}^2$ -ként és másodpercenként  $10^{10}$  neutrínó éri. A neutrínóáram számára azonban a Földgolyó sem jelent akadályt: mindössze  $10^{-13}$  résznyi gyengülés lép fel az áthatadás során.

A szoláris neutrínósugárzás észlelése mégsem reménytelen feladat: intenzitása mindössze néhány nagyságrenddel marad el a már kimutatott reaktorsugárzás mellett. Ha a neutrínódetektálás érzékenységét két-három nagyságrenddel fokozni lehet (erre reális remény van), a Nap neutrínósugárzása észlelhetővé válhat. Alkalmas módszert a Pontecorvo-folyamat nyújt. És e ponton érdekes lehetőségre nyílik alkalom. Menyhárd Nóra mutatott rá arra, hogy a Pontecorvo-reakció 0,8 MeV-os energiaküszöbe beleesik a (18) Bethe-ciklus energiaspektrumába, de a direkt (11) szintézis neutrínói mind alacsonyabb energiájúak

annál (10. ábra). A Pontecorvo-kísérlet tehát eldöntheti, hogy a Nap centrumában milyen arányban direkt, milyenben ciklusos héliumszintézis folyik: végső soron empirikusan meghatározhatnánk a Nap centrális hőmérsékletét.



11. ábra

A Pontecorvo-folyamat hatáskeresztmetszetének energiafüggése és a Nap termonukleáris  $\nu$ -sugárzásának két lehetséges energiaspektruma

A látható napfény fotonjai csak a Napfelület hőfokáról hoznak hírt, mert a Nap anyaga homályos a fény számára. Ezért nem pillantható be a csillagász még egy égítést belsejébe sem. A neutrínók azonban alkalmasak a Nap röntgen-átvilágítására: a centrális magreakciók neutrínósugárzása a Nap felületére kijutva csak  $10^{-11}$  részével gyengül. Íme: így válhat a jövőben a neutrínó kutatás tárgyából a kutatás engedelmes eszközévé, mint amilyen ma a fényhordozó foton, az áramvivő elektron vagy az atomenergiához kulcsként szolgáló neutron.

Ha léteznek is az univerzum távoli tájain anti-atomokból felépült csillagok, a látható csillagfény ezt nem árulja el. Antiatom ugyanolyan fotonokat emittál, mint a földi atom, hiszen nincs elterés foton és antifoton között. Az antineutrínó azonban kísérletileg megkülönböztethető a neutrínótól, ezért egy Antinapot elárulhat a benne végbemenő termonukleáris folyamatok anti-neutrínósugárzása.

A közepes anyagsűrűséget figyelembe véve, a neutrínók szabad úthosszára a világegyetemben  $10^{30}$  fényév adódik. (Összehasonlításképpen: a palomárhegyi reflektorral észlelt legtávolabbi extragalaktika kb.  $10^{10}$  fényévre esik tőlünk. (A mondottakból következik, hogy a neutrínósugárzás térben és időben igen távoli eseményekről ( $10^{30}$  fényév, ill.  $10^{30}$  év) hozhat tudósítást. Például ennek révén elvileg lehetséges felvilágosítást kapni a természet titkos alkémiájáról, amely a Földünkön is túlsúlyban előforduló nehéz atommagokat termelte, és talán termeli ma is. A csillagász mindmáig nem bukkant ezen óriás vegykönyvra biztos nyomára. Természetesen a detektálás, háttérkiküszöbölés, irányészlelés problémája ma még ijesztőnek tűnő nehézségekkel fenyeget.

De álljunk meg. Nem szükséges utópiákról fantáziálnunk. Elég újdonságot, az atomi részek gyenge kölcsönhatásainak sok érdekességét tárja elénk már ma az anyag legéteribb formáját kutató új tudományág, a neutrínófizika.

Marx György

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Elméleti Fizikai Intézete



# Az ionfalszivattyú

## 1. Bevezetés

Az ionszivattyúkat működési elvük alapján három csoportra lehet osztani:

1. Iontranszport-szivattyúk. Ezeknél megfelelően kombinált elektromos és mágneses terekkel az ionokat az elővákuumtérbe juttatják, ahonnan elszívhatók. Iontranszport-elv alapján működő szivattyút Schwarz szerkesztett [1], valamint Foster és munkatársai [2].

2. Iongetterszivattyúk. Itt a gáztérben létesített kisüléssel aktivált molekulák és ionok kötődését getteranyagok elpárologtatásával segítik elő. Ilyen pl. az újabban a Leybold-cég által gyártott szivattyú, amelyben az üvegfalra titánt párologtatnak [3].

3. Ionfal-szivattyúk. Ezekben a kisülésnél képződő ionok, illetve aktív molekulák getteranyagok hozzáadása nélkül a falakon vagy falakban kötődnek meg.

Cikkünk célja az ionfalszivattyúk működésével kapcsolatos lezártan egyáltalán nem mondható újabb kutatásokról rövid áttekintést adni.

A magyar szakirodalomban ugyan jelent már meg összefoglaló jellegű ismertetés az ionszivattyúkról általában [4], mégis indokolt külön cikkben is ismertetni az ionfalszivattyút egyrészt az alapjelenség mechanizmusának tisztázatlan volta miatt, másrészt mert idézett cikk csak az 1954-ig terjedő időszak irodalmára támaszkodott.\*

## 2. Az ionfalszivattyú szerepe a vákuumtechnikában

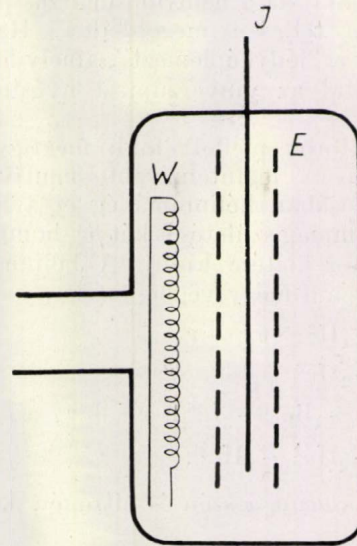
Az alapjelenséget, az „elektromos gázeltűnést” néhány évvel ezelőtt kezdték vákuum-előállításra felhasználni.

1950-ben Bayard és Alpert újfajta ionizációs manométert szerkesztett, amelynek  $10^{-10}$  torr-nál volt az alsó méréshatára a régi ionizációs manométerek  $10^{-8}$  torr méréshatárával szemben [5]. Ezt úgy érték el, hogy a szokásos lemezalakú ionkollektor helyett egy, az elektron kollektor-rács (E) tengelyében elhelyezett tű alakú ionkollektort (I) alkalmaztak, a wolfram izzókatódót (W) pedig a rácson kívül helyezték el (1. ábra). Így az ionkollektor „látószöge” az elektronkollektorból kiváltott lágy röntgensugárzás számára nagyságrendekkel lecsökkent, és ezzel nagyságrendekkel csökkent az ionkollektor fotoelektron-emissziója is, amely az alsó méréshatárt megszabja.

Az újfajta ionizációs manométer azonban igen alacsony gáznyomásoknak nemcsak mérésére, hanem előállítására is alkalmas. Elektrodarend-

\* Megjegyezzük, hogy Váradai különböztette meg az ionszivattyúkat iontranszport és iongetterezési elv alapján, de az ionfalszivattyút nem különítette el az iongetterszivattyúktól. Bár elvileg igaza volt, mégis gyakorlati szempontból célszerű megkülönböztetni a gettert szándékosan is alkalmazó ionszivattyúzási elvet attól, amelyiknél a getter szerepét a mindig jelenlevő fal játssza.

szere kisfelületű, ezért izzítással könnyen megszabadítható az előzőleg ad- és abszorbeált gázoktól, és ha üzembehelyezés előtt pár órán át  $4-500\text{ }^{\circ}\text{C}$ -on kikályházzák, hogy az üvegfal is megszabaduljon a megkötött gázoktól, akkor igen alacsony nyomásokig számottevő szivattyúhatása van.



1. ábra

Ennek az ionmanométer-szivattyúnak a felhasználásával Alpert egy egészen új vákuumtechnikát dolgozott ki, az ultramagas vákuumok technikáját [6]. Az ultramagas vákuumrendszerekben  $10^{-10}$  torr, sőt ennél is kisebb nyomásokkal lehet dolgozni, és kimutatták, hogy  $10^{-11}$  torr alatt csak az szab határt a nyomás további csökkentésének, hogy a levegőben levő hélium átdiffundál az üvegen [7]. Annak a feltétele, hogy ilyen kis nyomásokig el lehessen jutni, többek között az is, hogy megfelelően alacsony nyomásról induljunk, ami több ionfalszivattyú sorbakapcsolásával könnyen megvalósítható.

Az Alpert-manométernek mint szivattyúnak elég kicsi a szívássebessége. A szokásos  $10-20\text{ mA}$  elektronáram mellett általában nem haladja meg az  $50-100\text{ cm}^3/\text{sec}$ -ot. 1957-ben Comsa és Musa egy ionfalszivattyút ismertetett [8], amely az Alpert-félétől lényegileg csak abban különbözik, hogy nincs ionkollektora, tehát a nyomás nem mérhető vele, viszont  $10\text{ mA}$  elektronáram mellett  $2-300\text{ cm}^3/\text{sec}$  a szívássebessége. Nagyobb szívássebességgel viszont ugyanaz a vákuum elérhető kevésbé jó tömítés vagy kevésbé alapos előzetes gáztalanítás esetén is.

## 3. Az ionfalszivattyú működési mechanizmusa

Az ionfalszivattyúnak a laboratóriumi vákuumtechnikában való elterjedése lendületet adott az alapjelenség kutatásának. Nem volt és



részben ma sincs teljesen tisztázva, hogy a gáz milyen mechanizmussal, milyen formában és hol kötődik meg.

Az, hogy egy gázkiszülési térben úgy hideg, mint izzókatód esetén a gáznyomás egy egyensúlynyi érték eléréséig csökken, már régen ismert volt. Az pedig, hogy ez kémiai aktív gázok és nemesgázok esetében egyaránt bekövetkezik, ha utóbbiaknál kisebb sebességgel is, arra mutatott, hogy a gázlekötés nem kémiai reakció. Az idevonatkozó régebbi irodalmat Dushman könyve [9] foglalja össze. Ezeket a régebbi kísérleteket általában viszonylag nagy gáznyomásoknál végezték, amikor is zavaró jelenségek (pl. katódporladás) léptek fel, és ezért a mechanizmusra vonatkozólag egyértelmű eredményre nem vezettek.

Újabb időben, már kihasználva a modern vákuumtechnika nyújtotta lehetőségeket, Schwarz vizsgálta a jelenséget a  $10^{-4}$  és  $10^{-6}$  torr közötti nyomástartományban [10]. Megállapította, hogy akkor következik csak be gázeltűnés, ha az üvegfal negatív, illetve katódpotenciálón van. A másik lehetőség, hogy anódpotenciálón van, amikor is nincs gázeltűnés. Az pedig, hogy az üvegfal pozitív vagy negatív töltésű-e, attól függ, hogy szekundérmisziós együtthatója nagyobb vagy kisebb-e egynél. Azt is megállapította, hogy az üvegfal 1,7 molekulás réteg felvétele után telítődik. (Azt, hogy nagyságrendileg 1 monomolekulás réteget vesz fel az üvegfal, számos későbbi vizsgálat is megerősítette.)

Bloomer és Haine [11] azt tapasztalták, hogy egy Alpert-manométer üvegfala leadja az előzőleg lekötött gázt, ha az elektronkollektorral szemben levő részét lánggal melegítették, ami azt bizonyítja, hogy szivattyúzás közben a gáz itt kötődött meg. Young [12] aquadag (kolloid grafit) bevonattal látta el egy Alpert-manométer belső falát, és a bevonatra negatív feszültséget adva mérte a működés közben rájutó ionáramot. Ez többszöröse volt annak, ami az ionkollektorra jut, és megfelelt a csupasz üveg esetén mért szívássebességnek. Ha a bevonatra pozitív feszültséget kapcsolt, a szívássebesség erősen lecsökkent. Azt, hogy ilyenkor egyáltalán van szivattyúhatás, azt az ionkollektornak és a fűtőszórávezetéseknek tulajdonítja.

Sajnos, Young nem végzett vagy legalábbis nem publikált méréseket, amelyben a falra jutó ionáramokat összehasonlítja az ugyanakkor mért szívássebességekkel különböző falpotenciálok mellett. Így ugyanis esetleg adatokat lehetett volna nyerni a falon bekövetkező reflexióra vagy arra vonatkozólag, hogy a gázlekötésben az aktív semleges molekuláknak van-e szerepük.

Mindenesetre ezek a kísérletek azt bizonyítják, hogy az üvegfal köti meg a gázt, mégpedig pozitív ionok alakjában. Ugyanakkor nem nyer pozitív töltést, mert elektronok is érik, és a töltések a falon állandó dinamikus kiegyenlítetttségben vannak, és a megkötött ionok is neutralizálódnak. Schwarz, Bloomer és Haine levegővel, Young levegővel és nitrogénnel végezte az említett kísérle-

teket. Hélium esetén viszont más a helyzet. Varnerin és Carmichael kimutatták: ahhoz, hogy hélium lekötődjön, az üvegfalon egy vékony fémrétegnek kell lenni [13]. Ilyen fémréteg az elektrodák gázalanításához szükséges izzításnál párolog az üvegre, és néha láthatatlanul vékony, de gyakran jól látható. Minél vastagabb a réteg, annál nagyobb héliumra a szívássebesség. Alátámasztotta ezt Young kísérlete is [12], aki a gázalanítás tartamára egy eltolható üvegárnyékolást helyezett az Alpert-manométer fala és elektródarendszere közé. Ha ezt az árnyékoló falat, amelyen fémréteg volt, eltolta a fal elől, héliumra a szívássebesség lényegesen lecsökkent. Nitrogén és levegő esetében viszont a fémréteg jelenléte gyakorlatilag nem befolyásolta a szívássebességet.

Nézzük most meg, mit mondanak arra vonatkozólag az újabb kísérletek, hogy a különböző falanyagok hogyan befolyásolják a gázeltűnést. Már említettük, hogy Young aquadaggal bevont üvegfalon nitrogénnek lényegileg ugyanolyan mértékű eltűnését észlelte, mint csupasz üvegfalon. Ez ellentétben áll Bloomer és Haine korábbi észlelésével [11], akik aquadagbevonat esetében nem észleltek gázeltűnést, és ezért azt az üveg specifikus hatásának tulajdonították. Young véleménye szerint Bloomer és Haine azért nem észleltek gázeltűnést, mert az aquadag-réteget nem gázalanították tökéletesen. Ennek viszont ellene szól az, hogyha a bevonatot egy kis darabon lekaparták, ugyanolyan mértékű volt a gázeltűnés, mintha az üvegfal többi részén sem lett volna aquadag, holott nyilvánvaló, hogy a le nem kapart aquadag gázleadásának így is kompenzálni kellene a viszonylag kis üvegfelület szívóhatását. Feltehető, hogy a különbséget az okozta, hogy míg Young negatív feszültséget adott a bevonatra, Bloomer és Haine bevonata a „levegőben lógott” elektromos szempontból. Ugyanez vonatkozhat a fémfalakra is: utóbbi két szerző nikkal és molibdén-árnyékolás esetén sem tapasztalt szivattyúhatást. Young tantálon, Brown és Leck, akik Penning-manométerek szivattyúhatását tanulmányozták [14], nikkelen, molibdénen és alumíniumon észleltek szivattyúhatást. Ezzel szemben Schwarz [10] rézárnyékolás esetén annak dacára, hogy a rézlemezt a leggondosabb vákuumtechnikai kezelésnek vetette alá, a katódhoz képest  $-40$  V feszültséget adva rá sem észlelt gázeltűnést. Részletesebb, erre vonatkozó adatok egyelőre nincsenek, de ezekből is kitűnik, hogy fémfalaknak is általában van szivattyúhatása, és ez függ a fal anyagától és az alkalmazott feszültségtől. Az anyagi minőségtől való függés természetes, hiszen pl. szélső esetben a fém kifejezetten getterhatású is lehet.

További kérdés az, hogy a gázeltűnésben van-e szerepük a metastabil molekuláknak, vagy a molekulák disszociációja révén keletkező atomoknak. Már a régebbi irodalomban felmerül ennek lehetősége [9]. Bloomer és Haine külső elektródára adott feszültségekkel próbálták ionizációs



manométerük szívássebességét befolyásolni. Ez nem vezetett sikerre, és ebből arra következtettek, hogy semleges aktivált molekulák kötődnek meg az üvegfalon.

Az olyan kísérleteket azonban, amelyekben a fal potenciálját külső elektródával próbálják befolyásolni, kritikával kell fogadni, mert az a külső elektródára adott feszültségtől nagymértékben független. Az ionfalszivattyú működése közben, mint már említettük, a fal közel katódpotenciálón van, megfelelően annak, hogy szekunderemissziós tényezője  $\delta < 1$ . Ha most egy, az üvegfal külső felületén elhelyezett elektródára pozitív feszültséget adunk, hogy a falat belülről érő ionokat lefékezzük, akkor, feltéve, hogy ez a feszültség kisebb annál, ami a  $\delta = 1$  feltételnek felel meg, a belső üvegfelület a rájutó elektronok révén addig fog töltődni, míg a külső elektróda töltése elárnyékolódik, és a fal ismét katódpotenciálón lesz. Ha a külső elektródára olyan nagy pozitív feszültséget adunk, hogy  $\delta > 1$  lesz, akkor emiatt a belső üvegfelület is pozitív töltést fog nyerni, és pedig akkorát, hogy a fal potenciálja az elektronkollektor potenciáljával lesz egyenlő, és a falat ionok nem, vagy legalábbis sokkal kisebb mértékben fogják érni, mintha a fal katódpotenciálón lenne. Üvegélén ez a felület állapotától függően 50–150 V-nál nagyobb feszültség esetén be kell hogy következzen.

Alpert-manométeren végzett vizsgálataink során Bloomer és Haine észlelésével megegyezően azt tapasztaltuk, hogy levegő esetében a  $10^{-4}$  és  $10^{-6}$  torr közötti nyomástartományban a szívássebességet mérhető mértékben nem csökkentette a külső elektródára adott +200 V feszültség. Ugyanakkor itt nem részletezendő módon kimutattuk, hogy a belső üvegfelület még +600 V külső feszültség esetén is negatív töltésű volt a katódhoz képest, tehát a külső elektróda hatása leárnyékolódhatott. Ez az üveg szekunderemissziójáról mondottak alapján érthetően és magyarázni egyelőre nem tudjuk, de megjegyezzük, hogy az üveg esetleg éppen a feltöltődés miatt szekunderemissziós szempontból anomálishan viselkedhet. Hintenberger kimutatta [15], hogy ha a  $\delta = 1$  feltételnek megfelelő energiánál nagyobb energiájú elektronok érnek különböző szigetelőanyagokat, azok belsejében olyan nagy negatív tértöltés létesülhet, hogy  $\delta$  1 alá eshet, és így a felület negatív töltést fog nyerni. Mindenesetre világos, hogy a külső elektródára adott feszültségből a fal potenciáljára következtetni nem lehet, ha a belső felület töltését nem ismerjük. A kérdés még további vizsgálatra szorul, de a korábban említett kísérletek [10, 12] alapján valószínű, hogy általában az iónos mechanizmusnak van lényegesebb szerepe. Valószínű, hogy a kísérleti körülményektől is függ, hogy az aktivált molekulák milyen mértékben vesznek részt a gáz leköltődésében. A fal anyagától való függésnek egy szélső esetét mutatja Wagener vizsgálata [16], aki kimutatta, hogy báriumgetteren lényegileg csak aktivált molekulák és atomok kötődnek meg,

ugyanis a gettértükör potenciálja a szívássebességet oxigén, nitrogén és szénmonoxid esetében nem befolyásolta.

#### 4. A gázeltűnés reakciókinetikája

A legutóbbi években többen alkalmazták azt a módszert, hogy a feltételezett mechanizmus alapján felállították a gázeltűnés differenciálegyenletét, és a megoldást összehasonlították a mérésekkel.

A legegyszerűbb feltevés, hogy a gázlekötődés sebessége az iónok koncentrációjával arányos, ami viszont az összes molekulák számával, vagyis a nyomással arányos (monomolekulás reakció-mechanizmus). Ugyanekkor a vákuumrendszerben általában mindig meglevő lukak vagy virtuális lukak miatt a nyomás az idővel lineárisan nő, tehát :

$$-\frac{dp}{dt} = k_1 p - k_2, \quad (1)$$

ahol  $k_1$  és  $k_2$  pozitív konstansok. Ennek a megoldása :

$$p = p_\infty + (p_0 - p_\infty) \exp(-k_1 t). \quad (2)$$

Itt  $p_0$  a  $t = 0$ -nak,  $p_\infty$  a végvákuumnak megfelelő nyomás. 1. egyenlet a következő alakban is írható :

$$-\frac{dp}{dt} = k_1 \left( p - \frac{k_2}{k_1} \right) \quad (3)$$

A kezdeti feltételből az adódik, hogy  $k_2/k_1 = p_\infty$ . 3. egyenletet összehasonlítva a szívássebességet definiáló egyenlettel [9] :

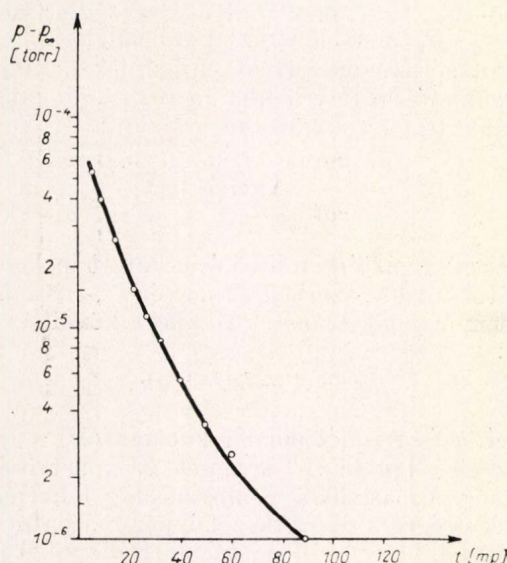
$$-\frac{dp}{dt} = \frac{S}{V} (p - p_\infty)$$

ahol  $S$  a szívássebesség,  $V$  a rendszer térfogata, kitűnik, hogy

$$k_1 = \frac{S}{V}$$

Ha  $p - p_\infty$  logaritmusát az idő függvényében ábrázoljuk, egyenest kapunk, melynek hajlásszögét  $S/V$  határozza meg. Ez azonban legfeljebb csak a szívás kezdeti szakaszán igaz közelítőleg, amikor  $p \gg p_\infty$ . 2. ábrán logaritmikusság léptékben ábrázoltunk példaképpen egy ilyen szívási görbét, amit egy Alpert-manométerrel levegővel vettünk fel. Látható, hogy az alakja eléggé eltér az egyenestől, a szívássebesség a nyomással csökken. Ennek magyarázatára az volna a legegyszerűbb feltevés, hogy a megkötött gáz a falról visszatér a gáztérbe. Általános tapasztalat azonban, hogy ez a remisszió, ha a fal hőmérséklete szobahőmérsékletnél lényegesen nem magasabb, igen csekély, kivéve a hidrogén és a hélium esetét. A hélium eddig az egyetlen gáz, amelynek ezt a jelenséget alaposabban vizsgálták. Varnerin és





2. ábra

Carmichael molibdén felületre irányított hélium-ionok spontán reemisszióját mérték, és megállapították, hogy a szívási görbe alakját ez lényegesen befolyásolja, sőt a felület látszólagos telítődését is okozza [17]. A többi gáz esetében a kérdés még vizsgálatra szorul.\*

Egy tájékoztató jellegű adatot találhatunk erre vonatkozóan Meyeren cikkében [18]. Ő egy, a maitól eltérő formájú ionizációs manométer szívóhatását vizsgálta, és miután levegőt  $1 \cdot 10^{-4}$  torr nyomásról  $2 \cdot 10^{-6}$  torr végvákuumig leszívott, majd a rendszert magára hagyta, azt találta, hogy a nyomás 9 óra alatt  $1,7 \cdot 10^{-5}$  torr-ra nőtt meg 2 liter térfogatban. Kikályházás után  $5-8 \cdot 10^{-6}$  torr-ra nőtt a nyomás ugyanennyi idő alatt. Ezt a nyomásnövekedést a lukakon beáramló levegő okozta. A gázfelszabadulásból eredő nyomásnövekedés kb.  $6 \cdot 10^{-10}$  lit. torr/sec beáramlásnak felel meg. Az Alpert-manométer 0,1 lit/sec-os szívássebességével számolva  $6 \cdot 10^{-9}$  torr végvákuumig lehetne emellett eljutnunk, de még ha a lukak hatását is hozzászámoljuk, akkor is  $10^{-8}$  torr lenne a végvákuum. Viszont általános tapasztalat, hogy  $p_0 = 10^{-4}$  torr esetén  $10^{-6}$  torr-nál jobb végvákuum nem érhető el. (Megjegyezzük, hogy ennél a becslésnél a gázleadás sebességét egyszerűség kedvéért állandónak vettük, ami a valóságban nem áll, de nem túl nagy nyomásváltozás esetén

\* Matematikailag egyszerűen belátható, hogy a logaritmusos szívási görbe egyenestől való eltérést csak egy statisztikus jellegű spontán reemisszióval magyarázni nem lehet. Ugyanis ekkor a gáztérbe visszakerülő molekulák száma a megkötött molekulák számával lenne arányos, amikor is az előbbi differenciálegyenlet helyett a következő írná le a folyamatot:

$$-\frac{dp}{dt} = k_1 p - k_2 - k(p_0 - p),$$

ahol  $k$  a reemissziós együttható. A megoldásban  $k_1 + k$  szerepel az exponensben  $k_1$  helyett, tehát ismét csak egyenest kapnánk.

közelítésnek elfogadható.) Ezek szerint a spontán gázfelszabadulás és a gázbeáramlás nemcsak a logaritmusos szívási görbe egyenestől való eltérést, de a viszonylag rossz végvákuumot sem magyarázza.

Egy további magyarázat az lenne, hogy a falon levő, kötésre alkalmas aktív helyek száma a lekötött gáz mennyiségével csökken. Young [12] ennek alapján állította fel a gázmegkötés differenciálegyenletét:

$$-\frac{dp}{dt} = \frac{Sp}{V} \left[ \frac{N - (n_0 - n)}{N_0} \right] F, \quad (4)$$

ahol  $N_0$  az összes aktív helyek száma a falon (melyek mindegyike egy molekulát köthet meg),  $N$  az aktív helyek száma  $t = 0$  időpontban,  $n$  a gáztérben levő molekulák száma a  $t$ ,  $n_0$  a  $t = 0$  időpontban,  $F$  az ionok akkomodációs együtthatója. (A lyukakon beáramló gázt elhanyagolta, és a mérésekkel való összehasonlításnál úgyszintén elhanyagolt egy, az eredeti differenciálegyenletében szereplő,  $n_0 - n$ -nel arányos reemissziós tagot is.)

4. egyenletben  $n_0 - n$ -et  $p_0 - p$ -vel kifejezve:

$$-\frac{dp}{dt} = ap + bp^2, \quad (5)$$

ahol

$$a = \frac{SF}{VN_0} (N - a p_0),$$

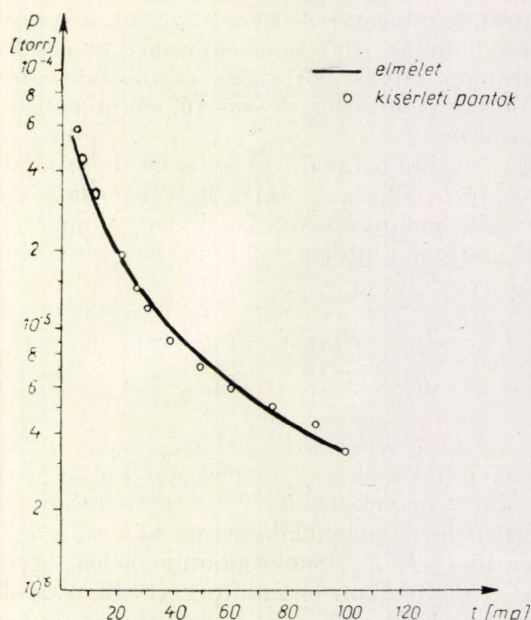
$$b = \frac{a SF}{VN_0},$$

és  $a$  a gáztörvényből adódó arányossági tényező. A megoldás:

$$p = \frac{p_0 a}{\exp \cdot (at) (a + bp_0) - bp_0}. \quad (6)$$

Mérésekkel összehasonlítva az egyezés elég jó. Példaképpen a 3. ábrán általunk nyert kísérleti pontokat összehasonlítottunk egy a 6. egyenlet alapján megrajzolt görbével.  $a$ -t és  $b$ -t úgy vettük fel, hogy a kísérleti pontokkal, melyek egyébként az 1. ábrán feltüntetettekkel azonosak, a legjobb egyezést érjük el.  $a$ -nak és  $b$ -nek ebből az értékéből számítva, ha  $F$ -et 1-nek vesszük,  $N$  és  $N_0$   $10^{15}$  nagyságrendűnek adódik. Young nitrogénnel a  $10^{-5}$  és  $10^{-8}$  torr közötti nyomástartományban  $N$ -et és  $N_0$ -t  $10^{14}$  nagyságrendűnek találta. Ez azt jelentené, hogy ennyi molekula megkötése után a felület telítődik, ami ellenkezik a tapasztalattal, amely szerint a felület gázelnyelő kapacitása nagyságrendekkel nagyobb. (Normális méretű ionizációs manométer esetén  $10^{17}$  molekula.) Tehát a szívássebességnek a szivattyúzás folyamán való csökkenését az aktív helyek számának csökkenésével magyarázni, vagy legalábbis csak ezzel magyarázni nem lehet.





3. ábra

A magyarázat viszont lehetséges az ionbombázás hatására bekövetkező reemisszióval. A már idézett Brown és Leck mutatták ki a tömegspektrográfós vizsgálataikkal, hogy Penningmanométer katódját érő ionbombázás az előzőleg lekötött gázokat felszabadítja [14]. Ez Schwarz korábbi megfigyelésével is összhangban áll, aki nitrogén és argon kicserélődését észlelte üvegfalon [19]. Egy saját megfigyelésünk is arra mutat, hogy az üvegfalat érő ionok gázt szabadítanak fel. Külső elektródával ellátott Alpertmanométerünket diffúziósszivattyúval  $5 \cdot 10^{-6}$  torr nyomásra való leszívás után leforrasztottuk, és elektromosan folytatva a szívást,  $2 \cdot 10^{-7}$  torr nyomásnál beállta stacioner állapot. (Ez a manométer lágyüvegből készült, emiatt több órás kikályházás ellenére sem tudtunk néhányszor  $10^{-8}$  torr végvákuumnál jobbat elérni vele.) A külső elektródára  $-600$  V feszültséget kapcsolva a nyomás  $3 \cdot 10^{-7}$  torra nő, és 1–2 mp múlva visszaesik a  $2 \cdot 10^{-7}$  torra.  $+600$  V feszültséget adva az elektródára a nyomás változatlan marad. Itt az történhetett, hogy a külső feszültség hatására megnövekedett energiájú ionok gázt bombáztak ki az üvegből. Figyelemre méltó, hogy ugyanolyan energiájú elektronok nem okoznak gázfelszabadulást. Úgy látszik, ez a gázfelszabadulás nem pusztán a bombázó részecskék energetikus behatására megy végbe, bár természetesen ebből az egyszerű megfigyelésből mélyebb következtetést nem lehet levonni.

Visszatérve a szivattyúzásnál lejátszódó folyamatokra, a falat érő ionok  $w_1$  valószínűséggel kötődnek,  $w_2$  valószínűséggel beleütköznek egy korábban kötött molekulába, és kilöki, és maguk kerülnek a helyére,  $w_3$  valószínűséggel kilöki a molekulát, de maguk is visszatérnek a gáztérbe. A szivattyúzás elején  $w_1 \gg w_2, w_3$ , a továbbiakban

azonban  $w_2$  és  $w_3$ ,  $w_1$  rovására növekedik, és általában  $w_2 > w_3$ . A stacioner állapot beáll, ha  $w_1 = w_3$ .

Strotzer az ionfalszivattyúzást leíró differenciálegyenletében figyelembe veszi az ionbombázás hatását [20]. Ez a következő alakú:

$$-\frac{dn}{dt} = n s(n, n^*), \quad (7)$$

ahol  $s$  egy a gáztérben levő és a kötött molekulák számától függő „szorbeációs függvény”,  $n^*$  a falon kötött molekulák száma.  $s$  alakját a következőnek veszi:

$$s = A - bn^* + an, \quad (8)$$

ahol  $A$ ,  $a$  és  $b$  ismét pozitív konstansok.

Az első tag az 1. egyenlet  $k_1$  konstansának felel meg. A második a reemissziós tag, a harmadik szükségessége a következőképpen látható be: Tegyük fel, hogy beállt a stacioner állapot, vagyis  $w_1 = w_3$ . Ha most gázt engedünk a rendszerbe, ennek nyomása nem változhatna, ha a stacioner állapot már egyszer beállt. Ez viszont ellenkezik a tapasztalattal, amely szerint számtalanszor lehet újabb kikályházás nélkül pl.  $10^{-4}$  torról  $10^{-6}$  torr végvákuumig csökkenteni egy Alpert-manométerben a nyomást, legfeljebb a végvákuum a ciklusok számának növekedtével rosszabb lesz, és a szívássebesség kisebb. Ennek az ellentmondásnak a kiküszöbölésére szükséges, hogy  $s$  egy  $n$ -nel arányos tagot is tartalmazzon, ami megfelel annak, hogy a kötődés a falon bimolekulás reakció.

Ezt a már többször idézett Bloomer és Haine észlelése is alátámasztja. Azt találták, hogy ionizációs manométerükben néhányszor tíz  $\mu A$ -nél nagyobb elektronáram esetén a szívássebesség az elektronáramtól független (annak dacára, hogy az ionképződés sebessége arányos vele), de ugyanakkor arányos a nyomással. 8. kifejezést 7-be helyettesítve, annak figyelembevételével, hogy

$$n^* = n_0^* + n_0 - n,$$

ahol  $n_0^*$  a falon levő kötött molekulák száma a  $t = 0$  időpontban, és rendezve lesz:

$$-\frac{dn}{dt} = n(b+a) \left[ \frac{A - b(n_0^* + n_0)}{b+a} + n \right] =$$

$$= kn(C+n), \quad (9)$$

ahol  $k$  és  $C$  konstansok. Ha a  $C > 0$ , akkor a nyomás zérus felé tart, ha  $C < 0$ , egy véges végvákuumnál beáll a stacionárius állapot. Figyelemre méltó, hogy 9. egyenlet az 5. egyenlettel formailag azonos. Az egyenlet  $k$  és  $C$  megfelelő megválasztásával hasonlóan, mint Youngnál a kísérletileg nyert adatokhoz illeszthető ugyan, azonban nem tudjuk azt, hogy  $k$  és  $C$  milyen számértékű kell hogy legyen a feltételezett mechanizmusok esetén, vagyis nem tudjuk ellenőrizni, hogy valóban ezek

\* A különböző szerzők által használt jelölésektől az egységesség kedvéért bizonyos mértékig eltértünk,



játszódnak-e le. Erre vonatkozólag az egyes részmechanizmusok külön-külön való vizsgálatára volna szükség, amit egyes esetekben meg is kezdtek [14, 17].

Egy legújabban megjelent cikkben Bills és Carleton még egy újabb elméletet publikálnak [21] Szerintük a szívássebességnek a leszívott gázmenyiséggel való csökkenését az aktivált részecskéknek (nem különböztetik meg ugyanis az ionokat, atomokat és metastabil molekulákat ebből a szempontból egymástól) a falon történő reflexiójával járó dezaktiválódása okozza. Ezen az alapon kimutatják, hogy a szívássebesség:

$$S = \frac{S_0}{1 + \eta \frac{Q}{Q_M - Q}}, \quad (10)$$

$\eta$  állandó,  $Q$  a lekötött és  $Q_M$  a maximálisan leköthető gázmenyiség. Ha  $Q = 0$ ,  $S = S_0$ . Ha  $Q$ -t a gáztérben maradt molekulák számával fejezzük ki, akkor (10) a következő alakú lesz:

$$S = \frac{a + bn}{1 - cn},$$

ahol  $a$ ,  $b$  és  $c$  pozitív állandók, melyeknek elég tág határokra belül egyelőre szintén nincs apriori jelentősége. Young vagy Strotzer egyenletéből a szívássebesség a következő alakúnak adódik:

$$S = a + bn.$$

Ez a mechanizmus tehát a szívási görbe lefutásában is kell, hogy mutakozzon, nemcsak az állandókban. Kísérleteikkel nitrogén és oxigén esetében ezt igazolták is, azonban az eddigiektől eltérő módon a szívást állandó nyomás mellett végezték, miközben magasabb nyomású gázban, mely a szívási térrel egy ismert, kis vezetőképességű nyíláson át közlekedett, mérték a nyomáscsökkenést. Kérdés, hogy az így módon mért szívássebességek az előzőekben említett módszerrel mértekkel összehasonlíthatók-e. Az I. táblázatban a könnyebb áttekinthetőség kedvéért összefoglaljuk a szívási görbe lefutására vonatkozó elméleteket. ( $S$  a szívássebesség,  $p$  a nyomás,  $a$ ,  $b$  és  $c$  pozitív állandók.)

Összefoglalóul megállapítható, hogy az ionfalszivattyúzás egy komplex folyamat és eddig kevés kísérleti adat áll rendelkezésre ahhoz, hogy dönteni lehessen az egyes mechanizmusok arányát illetően a különböző kísérleti körülmények és anyagok esetében. Az eddigi adatok alapján viszont valószínűnek látszik, hogy általában valóban „ion”-szivattyúzásról van szó, nem pedig atomok és metastabil molekulák megkötődéséről.

I. táblázat

	A szívássebesség nyomástól való függését kifejező egyenlet alakja $S = \frac{V dp}{p dt}$	Irodalom
Falakról történő spontán gázfelszabadulás	$S = a - \frac{b}{p}$	12,18
Gázmegkötésre alkalmas aktív helyek számának csökkenése	$S = ap + b$	12
Ionbombázás hatására történő gázfelszabadulás	$S = ap \pm b$	20,14
Aktív részecskék reflexió során bekövetkező dezaktiválódása	$S = \frac{a + bp}{1 - cp}$	21

De arról, hogy a megkötött gáz hogyan helyezkedik el a falon, és van-e esetleg szerepe a falban történő diffúzióknak, egyelőre semmit sem lehet mondani.

Köszönettel tartozom Valkó Iván Péter docensnek, a Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet Elektronikus Laboratóriuma vezetőjének, aki a témával való foglalkozást számomra lehetővé tette, értékes megjegyzéseivel segített, és ennek a cikknek a megírására buzdított.

Ernst Lajos

(Híradástechnikai Kutató Intézet  
Ipari Elektronikus Laboratóriuma)

#### IRODALOM

1. H. Schwarz, Rev. Sci. Inst. 24(1953) 371.
2. J. S. Foster, E. O. Lawrence, E. J. Lofgren, Rev. Sci. Inst. 24(1953) 388.
3. Leybold Ergänzungsprospekt z. Katalog HV104.
4. Váradi F. P., Magy. Fiz. Folyóirat. 4(1956) 385.
5. R. T. Bayard, D. Alpert, Rev. Sci. Inst. 21(1950) 571.
6. D. Alpert, J. Appl. Phys. 24(1953) 860.
7. D. Alpert, S. Buritz, J. Appl. Phys. 25(1954) 202.
8. G. Comsa, G. Musa, J. Sci. Inst. 34(1957) 291.
9. S. Dushman, Scientific Foundation of Vacuum Technique. J. Wiley and S. Inc. New-York. 1949.
10. H. Schwarz, Zeitschr. f. Phys. 117(1941) 23.
11. R. N. Bloomer, M. E. Haine, Vacuum 3(1953) 128.
12. J. R. Young, J. Appl. Phys. 27(1956) 926.
13. L. J. Varnerin, J. H. Carmichael, J. Appl. Phys. 26(1955) 782.
14. E. Brown, J. H. Leck, Brit. J. Appl. Phys. 6 (1955) 161.
15. H. Hintenberger, Zeitschr. f. Phys. 114(1939) 98.
16. S. Wagener, Brit. J. Appl. Phys. 2(1951) 132.
17. L. J. Varnerin, J. H. Carmichael, J. Appl. Phys. 28(1957) 913.
18. W. Meyeren, Zeitschr. f. Phys. 84(1933) 531.
19. H. Schwarz, Zeitschr. f. Phys. 122(1944) 437.
20. G. Strotzer, Zeitschr. f. Angew. Phys. 10(1958) 207.
21. D. G. Bills, N. P. Carleton, J. Appl. Phys. 29(1958) 692.



# Erős fókuszálás kisenergiájú ionoptikai rendszerekben

## I. Bevezetés

Az igen nagy energiájú gyorsítóberendezések terén a Courant, Livingston és Snyder [1] által javasolt erős fókuszálási elv alkalmazása igen nagy fejlődést indított el. A régi berendezések ezen az úton történő továbbfejlesztése és új gyorsítótípusok kialakítása révén tovább növekedett a mesterségesen előállított nagyenergiájú részecskék maximális energiája. Az erős fókuszálási elv ilyen irányú alkalmazásairól korábban [2] adtunk összefoglalást.

Az [1] alatt idézett közleményben a szerzők az elv másirányú alkalmazásának lehetőségére is felhívták a figyelmet. A gyorsítóokban körpályák stabilizálására használt periodikusan változó gradiensű terek — defokuszáló és fókuszáló ionoptikai rendszerek — megfelelő formában olyan esetben is használhatók, amikor a leképező rendszer optikai tengelye egyenes. A lineáris erős fókuszálási rendszerek felépítésénél használt elektrosztatikus [3], illetve mágneses kvadrupóllencsék az elmúlt években igen kiterjedt alkalmazásra találtak nagyfeszültségű gyorsítók [4], [5], [6], [7], és ciklotronok [8] különböző fókuszálási problémáinak megoldásánál, tért hódítottak a tömegspektrometriában főleg izotóp elválasztásra alkalmazható nagyfényerejű berendezés [9] formájában, új típusú energiaszűrő [10] építését tették lehetővé, jól alkalmazhatók ezenkívül más természetű feladatok megoldásánál is. Gyors elterjedésük általános használhatóságuk mellett szerkezeti egyszerűségüknek is betudható.

A következőkben az erős fókuszálásnak a fent említett (az elv másik alkalmazási területénél fellépő energiákhoz képest) kis energiájú ionoptikai rendszerekben való alkalmazását tekintjük át.

## II. Erős fókuszálási lineáris rendszerek terének előállítása

Lineáris rendszerekben, mint látni fogjuk, elektrosztatikus és mágneses terekkel egyaránt elérhető erős fókuszálás. A megfelelő tér négy, derékszögű hiperbolaágakkal, mint vezérgörbével bíró hengerfelületek által határolt mágneses pólussal, illetve elektróddal állítható elő. A hengerek magasságával kapcsolatban azt tesszük fel, hogy azok elegendően nagyok a szórtér-hatások elhanyagolhatósága szempontjából. A gyakorlatban a vizsgálatok szerint a hiperbolikus hengerek megfelelő sugarú körhengerekkel helyettesíthetők jó közelítéssel.

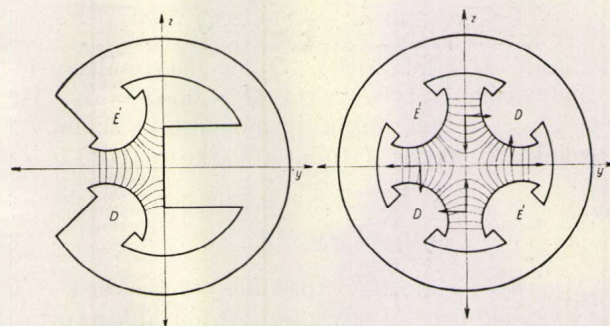
Az úgynevezett kvadrupólmágnes az erősen fókuszáló protonszinkrotron E mágneséből származtatható [2]. Utóbbival kapcsolatban a következő tulajdonságokat említjük itt meg.

1. A három pólus közül kettő derékszögű hiperbolaág, a harmadik a hiperbolák függőleges aszimptotájának egy darabja.

2. A vízszintes aszimptota mentén a tér a koordináta kezdőponttól távolodva növekszik s tekintve, hogy az erővonalkép a vízszintes aszimptotára nézve szimmetrikus s hogy az erőter irányja mindenütt egyértelmű, a térerőnek nincs komponense az aszimptota irányában.

3. A harmadik pólus alkalmazása révén a függőleges aszimptota pólussal realizált részén is eltűnik a térerősség tangenciális komponense.

4. Az ion stabil pályája az első ábra síkját a sugár irányában felvett  $y$  tengelyben metszi  $y \neq 0$ -nál.



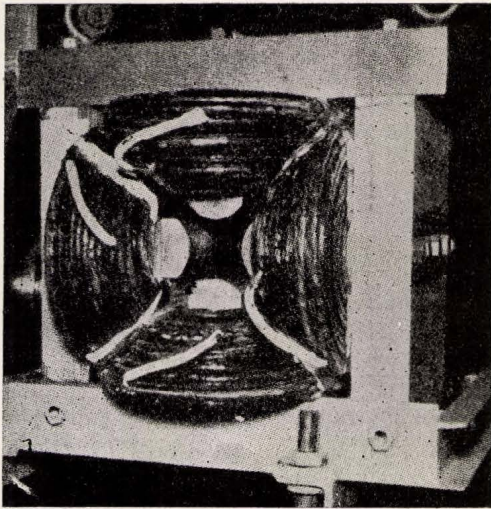
1. ábra. Kvadrupólmágnes származtatása E mágnesből. A tengelyekben fekvő nyilak a jelölt térerősség irányok mellett fellépő fókuszáló és defokuszáló erőket jelzik

Ha hasonló szerkezetű teret lineáris rendszerben akarunk alkalmazni, arról kell gondoskodnunk, hogy a stabil pályának megfelelő optikai tengely térmentes pontokon haladjon át a rendszeren, hogy így a Lorentz-erő eltűnése révén a pálya egyenes maradjon. Ha a tér kétdimenziós  $\left(\frac{\partial B}{\partial x} \equiv 0\right)$ , a Lorentz-erő eltűnése az  $(x, 0, 0)$  pon-

tokra teljesül. Látható, hogy a hárompólusú E mágneset lineáris rendszerre való alkalmazásnál úgy kell módosítanunk, hogy a tér szerkezetének megváltoztatása nélkül szabaddá tegyük a koordináta kezdőpont elegendően nagy környezetét. El kell tehát távolítanunk a semleges pólust, gondoskodva arról, hogy 3. továbbra is érvényben maradjon. A 2. szerint látható, hogy a térerő adott tengely menti komponense eltűnik, ha erre a tengelyre szimmetrikus helyzetű ellentett mágneses pólusok keltik a teret. A semleges pólus tehát két újabb mágneses pólussal helyettesíthető, melyek helyzetét és előjelét az E mágnes eredeti két pólusának adatai s az említett szimetriaviszonyok szabják meg. A hárompólusú E mágnesből így a tér szerkezetének megváltoztatása nélkül nyerjük a lineáris rendszerekben használatos kvadrupólmágnes<sup>1</sup>. Az egymásra merőleges aszimptoták által kitűzött merőleges irányokban a tér most is

<sup>1</sup> A tér természetesen csak azon tartományban marad változatlan a négy pólusra való áttérés során, melyben az említett 3. tulajdonság fennállt.

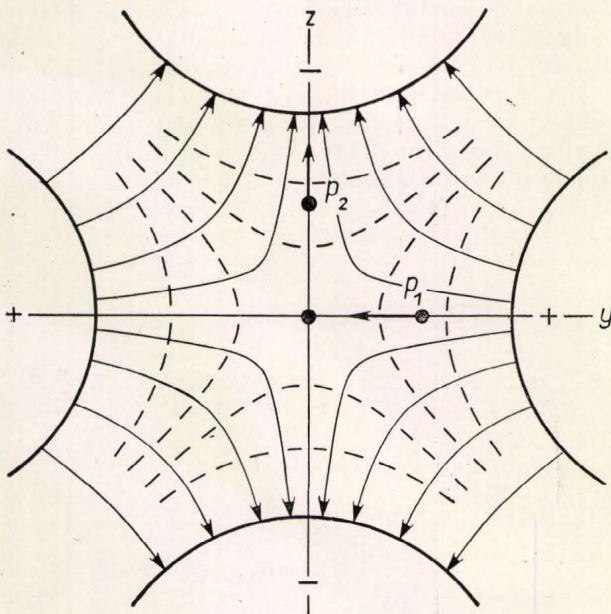




2. ábra. Mágneses kvadrupóllencse [11].

ellenkező módon hat a benne mozgó ionokra; az egyik irányban fókuszál, a másikban pedig defokuszál. Az E mágneset a kvadrupólmágnessel összehasonlítható 1. ábrán a párhuzamos nyalábban az ábra síkjára merőlegesen haladó ionok közül négy speciális helyzetűre megadtuk az erők irányát. Az említett fókuszáló—defokuszáló hatás innen közvetlenül látható. A 2. ábrán egy kivitelezett mágneses kvadrupóllencsét látunk.

Analóg leképzési sajátosság mutatkozik a kvadrupólmágneshez hasonló elrendezéssel készített elektrosztatikus elektródrendszer terében (3. ábra). Tekintve, hogy elektrosztatikus térben a töltésekre a térerősséggel párhuzamos erő hat szemben a mágneses térben a térerőre merőlegesen fellépő erőhatással, a középpont felé, illetve azzal ellentétes irányban történő eltérítés a hiperbola-



3. ábra. Elektrosztatikus kvadrupóllencse tere. A tengelyekben fekvő  $P_1$ , illetve  $P_2$  nyíl a fókuszáló, illetve defokuszáló erőket jelzi pozitív ionok esetén [3].

ívek aszimptotái helyett itt a csúcsokat összekötő egyenesek mentén jelentkeznek. Ezért itt a koordináta-tengelyeket is ezekben az irányokban szokás felvenni. A következőkben az egyszerűbb elektrosztatikus kvadrupollal foglalkozunk részletesebben. Az itt adódó eredményekkel analóg eredmények nyerhetők a mágneses esetben.

### III. Elektrosztatikus kvadrupóllencse

A derékszögű hiperbolaívek által keltett tér ekvipotenciális felületei maguk is hiperbolák, a potenciáeloszlást pedig

$$V = \frac{V_0}{r_0^2} (y^2 - z^2)$$

adja, ahol  $r_0$  a hiperbolaívek csúcsának távolsága a koordináta kezdőponttól,  $V_0$  pedig az elektród-feszültség abszolút értéke. Innen az  $e$  töltésű részecskére ható erő komponensei

$$P_y = -e \frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{2e V_0}{r_0^2} y;$$

$$P_z = -e \frac{\partial V}{\partial z} = \frac{2e V_0}{r_0^2} z.$$

Két körülményre hívjuk itt fel a figyelmet: Az  $y$  és  $z$  komponensek ellenkező előjele szemléletesen utal a két egymásra merőleges irányban jelentkező különböző ionoptikai sajátosságokra. (Fókuszálás — defokuszálás). Másrészt az erőhatás a tengelyektől mért távolsággal nő. Ebből a későbbiekben fontos következtetést fogunk levonni.

Az erőkomponensek felhasználásával felírt mozgásegyenletekből az  $x$  tengellyel párhuzamosan belépő ion pályájára az idő eliminálásával

$$y = y_0 \cos \left( K^{\frac{1}{2}} x \right), \text{ illetve } z = z_0 \operatorname{ch} \left( K^{\frac{1}{2}} x \right)$$

adódik, ahol

$$K = \frac{e V}{a^2 E}$$

( $E$  az ion energiája).

Egyszerűen belátható, hogy az elektromos kvadrupóltér mint lencse működik. Tekintsük először az  $yx$  síkot. Az  $y = y_0$ -nál az  $x$ -el párhuzamosan belépő ion  $y$  koordinátája a rendszer teljes  $l$  hosszúságának befutása után, ha a belépés helyén  $x = 0$ ,

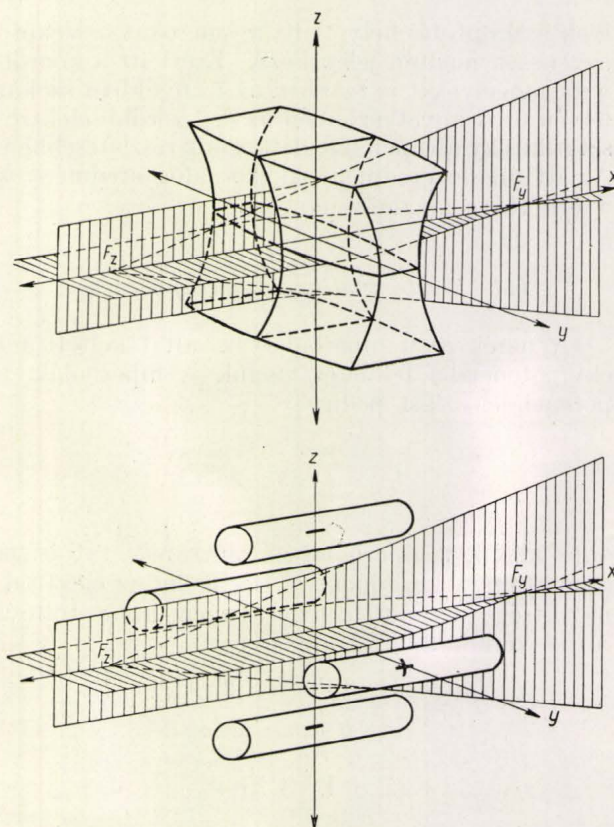
$$y = y_0 \cos K^{\frac{1}{2}} l,$$

iránytangense pedig

$$\left( \frac{dy}{dx} \right) l = -K^{\frac{1}{2}} y_0 \sin K^{\frac{1}{2}} l.$$

Tekintve, hogy az elektrosztatikus tér elhagyása után az ion egyenes-vonalú pályán mozog, az  $x$





4. ábra. Fókuszpontok helyzete elektrosztatikus kvadrupollencsében és fényoptikai analógójában

tengelyt a tér határától olyan  $x_0$  távolságban metszi, melyre

$$\frac{y_l}{x_0} = \operatorname{tg} \alpha = \left( \frac{dy}{dx} \right)_l$$

ahonnan kisszögű eltérítésre<sup>1</sup>

$$x_0 \sim -\frac{1}{Kl}$$

Az  $x_0$  negatív előjele onnan adódik, hogy az iránytangens a pozitív  $x$  tengely felé hajlást negatív előjellel jelzi. A pálya a rendszer elhagyása után ténylegesen metszi az  $x$  tengelyt a tér határától  $x_0$  távolságban. Ez a távolság  $y_0$ -tól függetlennek adódott fentiekben, így az  $yx$  síkban a beesés helyétől függetlenül minden párhuzamosan belépő ion  $x_0$ -ban metszi a tengelyt. A metszéspont a

<sup>1</sup> A kisszögű eltérítés feltételezésével a fényoptikában szokásos vékony lencse közelítésre térünk át, mint-hogy feltételezzük, hogy a rendszer optikai szempontból fontos méretei kicsinyek a fókusz távolsághoz képest. Ha a feltétel nem teljesül, a mondott elhanyagolás nem tehető meg, ez esetben meg kell határoznunk a vastag lencse fókuszjainak helyzetét, a fókuszpontok fókusoktól mért távolságát, s ezen adatokkal számolhatunk tárgyes képtávolságokat a lencsetörvény felhasználásával.

A pontosan keresztülvitt számításból kiadódik az esetünkben szokásosan „gyenge lencse közelítésnek” nevezett fenti egyszerűsítés lehetőségének feltétele. A nyert eredményből az is kitűnik, hogy a gyenge lencse két fókuszja egybeesik az  $x = l/2$  helyen, ez esetben tehát a fókusz távolságokat, a kép- és tárgytávolságokat ezen síktól kiindulólág kell mérni.

rendszer fókuszpontja az adott síkban, a fókusz távolság pedig — a jelölési konvenciók betartása érdekében történő előjel váltással —

$$f_y \sim \frac{1}{Kl}$$

Pontosan ilyen megfontolással nyerjük, hogy az  $xz$  síkban

$$f_z \sim -\frac{1}{Kl}$$

a fókusz távolság negatív. Az ionpályák meghosszabbításai a tengelyt a tér előtt metszik.

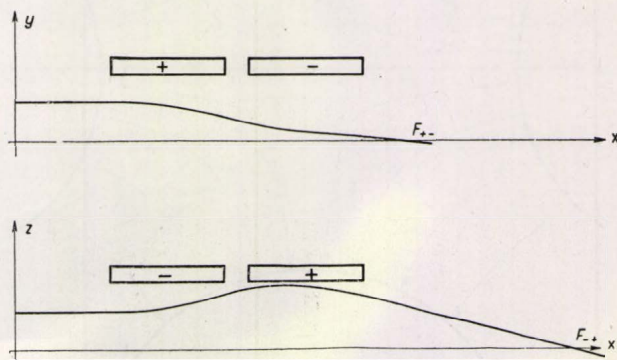
Az elektrosztatikus kvadrupollencse fényoptikai analógója előbbiek szerint olyan optikai lencse, melynek az  $yx$  koordináta síkkal párhuzamos síkmetszetei gyűjtőlencsék, a  $xz$  koordináta síkkal párhuzamos metszetei pedig szórólencsék. Egy ilyen fényoptikai lencsében s egy elektrosztatikus kvadrupollencsében párhuzamosan belépő fénysugarak, illetve pozitív ionok esetén kialakuló sugármenetet látunk a 4. ábrán.

#### IV. Kvadrupól lencsepárok

Egyetlen kvadrupollencsét vázolt különleges optikai sajátága miatt önmagában általában nem alkalmaznak. Ha azonban két ilyen lencsét közös optikai tengellyel, egymáshoz képest  $90^\circ$ -kal elforgatva egyszerre használunk összetett ionoptikai rendszerként, kedvező leképző tulajdonságokkal rendelkező, széleskörben használható egységet nyerünk nagy intervallumban könnyen szabályozható paraméterekkel.

Az összetett rendszer eredő fókusz távolságát, fókuszjainak helyzetét a vastag lencsék, illetve lencserendszer elméletéből adódó formulák egyszerű alkalmazása révén nyerjük. Ezek tárgyalása helyett itt kvalitatív képet adunk a kvadrupól lencsepár által létrehozott leképzés sajátosságairól.

A kvadrupólpár a két egymásra merőleges síkban különböző erősségű gyűjtőlencseként viselkedik. A sugármenetet a két koordináta sík esetére az 5. ábra szemlélteti. Itt a két kvadrupólt egymásután úgy helyeztük el, hogy a pozitív ion

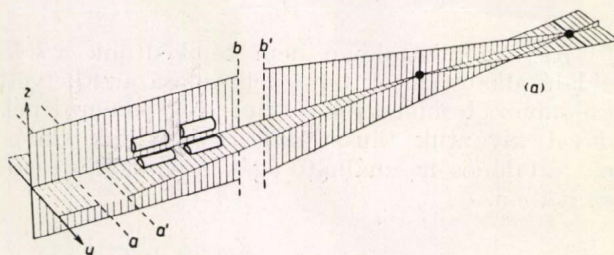


5. ábra. Sugármenet elektrosztatikus kvadrupólpár  $yx$  és  $xz$  koordináta síkjában az  $x$  tengellyel párhuzamosan belépő ionokra.

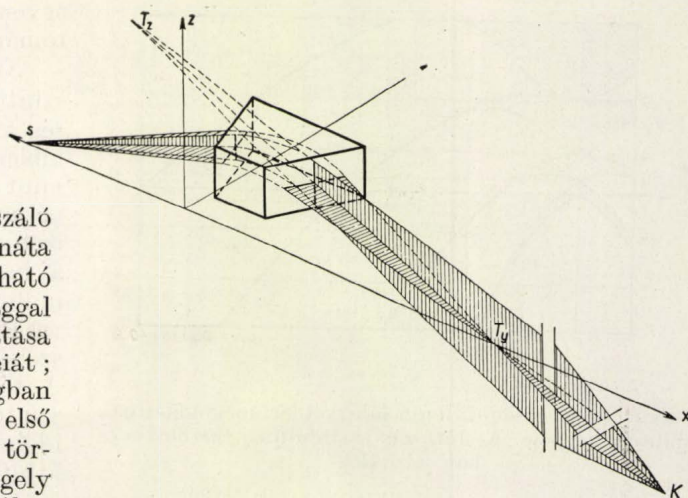


haladásának irányában az  $yx$  síkban  $+$  —, a  $zx$  síkban  $-+$  sorrendben kövessék egymást az elektródok. Előbbi esetben az ion először konvergens lencsében halad, s innen divergensbe jut át, a második esetben a sorrend fordított. A gyűjtő hatás mindkét esetben erősebb, mint a szóró. Az  $yx$  síkban ugyanis az első lencse fókuszáló hatása révén az ion erősen lecsökkent  $y$  koordináta mellett jut a szóró térbe. Mivel a részecskére ható erő előbbieket szerint a tengelytől mért távolsággal arányos, a második lencse gyenge szóró hatása alig csökkenti az első által okozott konvergenciát; az ion pályája a tér határától bizonyos távolságban metszi a tengelyt. A  $zx$  síkban viszont az első lencse szóró hatása révén a gyűjtő lencsében történő belépés nagy ordinátával történik; a tengely felé irányuló erők a második térrészben a pálya minden pontjában nagyobbak az első defokuszáló erőinél, az eredő rendszer tehát ebben a síkban is konvergens. A második esetben azonban az ion nyilván később éri el a tengelyt, mint az elsőben; a  $zx$  síkban a fókuszpont  $x$  koordinátája nagyobb, mint az  $yx$  síkban. A fókusz távolság és a fókuszok helyzetének ismeretében a lencsetörvény alapján a tárgy adott helyzetéhez meghatározhatók a képtávolságok a két különböző síkban. Tekintve, hogy a két síkban a fókuszpontok és a fókuszok helyzete különböző, a tárgy  $yx$  és  $zx$  síkbeli képe általában nem esik egybe: a kvadrupól lencsepár által adott leképzés asztigmatikus. Ezt szemlélteti a 6. ábra. A szaggatott vonallal kihúzott szakaszok a sugármenet szerkesztéséhez használt fókuszok.

A leképzés asztigmatizmusa szükség esetén megszüntethető, más esetben viszont előnyös alkalmazásra talál. Ilyen esetre a 7. ábrán látunk egy példát. Hengerfelületekkel határolt fényoptikai prizma ionoptikai analogonja a tömegspektrométerekben és ioneltérítő rendszerekben alkalmazott mágneses szektortér [12]. Prizma alakú térrészben megfelelő intenzitású homogén mágneses teret hozunk létre az ábra  $z$  tengelyével párhuzamosan. Ez a rendszer szintén asztigmatikus leképző tulajdonságokkal rendelkezik: egy külső pontból ( $S$ ) kiinduló ionnyalábot a térre merőleges síkban fókuszál, a tér irányában viszont fókuszálás nélkül eltérít. A szektor után a nyaláb az  $yx$  síkban  $T_y$ , a  $zx$  síkban pedig a virtuális  $T_z$  pontból divergál:  $T_y$  és  $T_z$  az  $S$  asztigmatikus képei. Az asztigmatikus szektortérnek asztigmatikus kvad-



6. ábra. Asztigmatikus leképzés kvadrupól lencsepárnál [3].



7. ábra. Mágneses szektortér és kvadrupól pár mint anasztigmatikus rendszer

rupólpárral való megfelelő kombinációja (az ábrán csak a kvadrupól pár fókuszait tüntettük fel) révén anasztigmatikus rendszert nyerünk:  $T_y$  és  $T_z$ -ről nyert közös  $K$  kép az  $S$  anasztigmatikus képét jelenti.

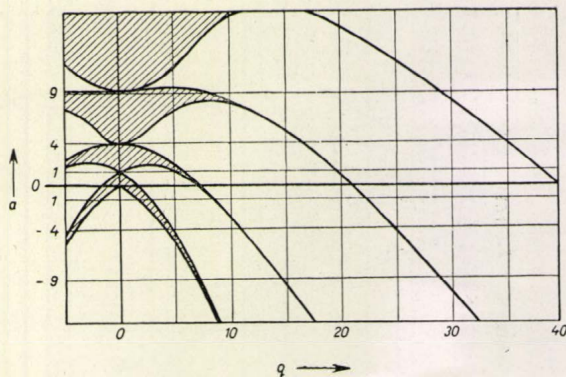
A kvadrupól párokat legtöbbször gyorsítók által adott ionnyaláb megfelelő formálására használják. Így segítségükkel a nyaláb távol elhelyezett targetre fókuszálható, szűk térszögbe fogható össze stb. A részletekkel kapcsolatosan az irodalomra [4], [5], [6], [7], [8] utalunk.

## V. Elektrosztatikus tömeg- és energiaszűrő

Különleges leképzési sajátosságok adódnak abban az esetben, amikor az egymás után elhelyezett kvadrupollencsék számát jelentősen megnöveljük, illetve ha az ion a rendszerben befutott pályája alatt nagyszámú (20—100) egymást követő fókuszálási és defokuszálási szakaszon megy át. Az ionokra gyakorolt periodikus erőhatások révén periodikus pályák alakulnak ki időben korlátos, vagy exponenciálisan növekvő amplitúddal. A megfelelő hosszúra választott rendszeren csak az állandó amplitúdójú („stabil”) pályákon haladó ionok jutnak át: a rendszer szűrő hatást mutat. A pálya stabilitása egyéb paraméterek mellett a tömegtől, más esetben, adott tömeg mellett az ion energiájától függ: a rendszer megfelelő konstruálásával tömeg-, vagy energiaszűrő építhető.

A fókuszáló és defokuszáló hatás kívánt periodikus váltakozását két módon biztosíthatjuk egyetlen kvadrupollencsére alkalmazott rádiófrekvenciás váltófeszültség használatával, időbeli periodicitás formájában [9], vagy megfelelő számú,  $90^\circ$ -os elfordulással és közös tengellyel egymás után helyezett kvadrupollencse által szolgáltatott térbeli periodicitással [10]. Megmutatjuk, hogy előbbi tömegszűrő, utóbbi pedig energiaszűrő tulajdonsággal rendelkezik.





8. ábra. A Mathieu-differenciálegyenlet megoldásainak stabilitási görbéje. A sraffozás a stabilitási tartományokat jelzi [9].

Az  $U = U_0 \cos \omega t$  rádiófrekvenciás váltófeszültséggel táplált kvadrupolban mozgó ion

$$m \ddot{x} = 0$$

$$m \ddot{y} - \frac{2eU_0}{r_0^2} y \cos \omega t = 0$$

$$m \ddot{z} + \frac{2eU_0}{r_0^2} z \cos \omega t = 0$$

mozgásegyenlete a Mathieu-féle

$$\frac{d^2 z}{d\zeta^2} + (a - 2q \cos 2\zeta) z = 0$$

általános formájú differenciálegyenlet [13]

$$a = 0; \quad q = \frac{4eU_0}{r_0^2 m \omega^2}; \quad \zeta = \frac{\omega t}{2}$$

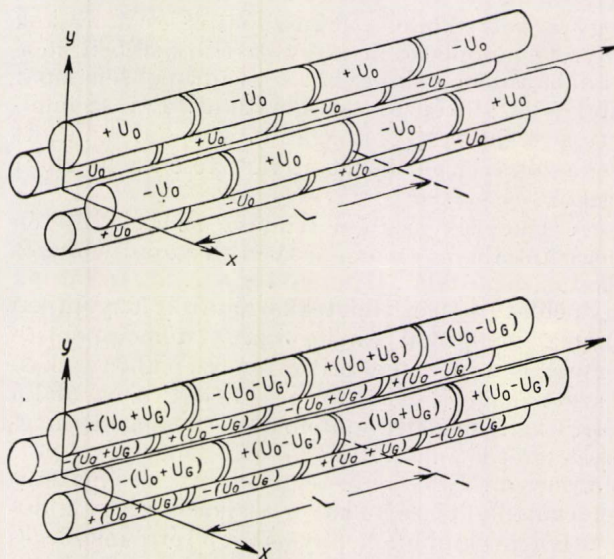
értékekkel jellemzett speciális esete. A Mathieu-féle differenciálegyenletnek korlátos és exponenciálisan növekvő (stabil és instabil pályák) megoldásai vannak; a megoldások viselkedését az  $a$  és  $q$  számértéke dönti el. A 8. ábra a megoldások úgynevezett stabilitási diagramja: az oszcilláló pálya amplitudója korlátos olyan  $a, q$  értékpároknál, melyeknek az  $aq$  síkban megfelelő pontok az ábra sraffozott tartományába esnek. Esetünkben  $a = 0$  miatt csak olyan ionok jutnak át a téren, melyek  $q$  értéke a  $q$  tengelynek a stabilitási tartományok belseje által kimetszett részére esik. A  $q$  ilyen intervallumai a paraméterek rögzítése mellett egy-egy tömegintervallumot jelentenek; a stabilitás tömegfüggése révén tömegszűrőt nyertünk.

Az első sáv viszonylag nagy szélessége miatt bizonyos, az  $\omega$  által megszabott tömeg fölött minden iontömegre áteresztő a rendszer. A második tartomány jó tömegszelektivitását bizonyos tömegszám alatt rontja az egy időben az első tartományban átbocsátott nagytömegszámú háttér. Ez az általános használhatóságot erősen korlátozó tulajdonság kiküszöbölhető, mint azt a probléma kvantitatív vizsgálata mutatja, ha az elektródokra a váltófeszültséget megfelelően választott egyenfeszültségre szuperponálva visszük fel. A felvitt

egyenfeszültség változtatásával a stabilitási tartomány tetszés szerint szűkíthető.

Az új rendszer előnye, hogy szemben az elektrosztatikus és mágneses eltérítőkkal, itt nincs szükség a jó felbontás érdekében a beeső nyáláb erős kiblendezésére, így a fényerő várhatóan nagyobb, mint a régebbi típusoknál. Az első ilyen berendezésnél  $m/\Delta m = 250$ -nél a hatásfok  $10^{-4}$ , ha azonban izotóp szeparáláshoz  $m/\Delta m = 55$ -tel megelégszünk, a hatásfok 10%-ig növelhető, mint a mérések mutatják.

Előbb elmondottak alapján az energiaszűrő szelektáló mechanizmusa könnyen megérthető. A térbeli periodicitás az átfutó ionok számára szintén időbeli periodicitásként jelentkezik, az időben periodikus változás  $\omega$  körfrekvenciája az átfutó ion sebessége és a kvadrupólok állandó hossza által van megszabva. Adott tömeg esetén csak meghatározott sebesség — s így energia — intervallumba eső részekre teljesül, hogy a tér általuk észlelt oszcillációjának körfrekvenciájához a stabilitási tartományba eső  $q$  érték tartozik. A rendszer energiefelbontása itt is hasonló eljárással növelhető, mint a tömegszűrőnél. Az elektródokra adott feszültségeket ez esetben a 9. ábra szemlélteti.



9. ábra. Elektródok feszültsége elektrosztatikus energiaszűrőnél. Az  $U_0$  feszültségre az áteresztett sáv szélességének csökkentése érdekében a második esetben  $U_G$  egyenfeszültség szuperponálva

\*\*\*

Az elmondottakban nem törekedtünk a sokoldalú alkalmazások teljes felsorolására. Ehelyett különböző területekről vett néhány jellemző példával kívántuk illusztrálni az erős fókuszálási elv általános használhatóságát kisenergiájú rendszerekben.

Koltay Ede

Kossuth Lajos Tudományegyetem  
Kísérleti Fizikai Intézete Debrecen



- [1]. E. D. Courant, M. S. Livingston, N. S. Snyder: Phys. Rev. 88. 1190. (1952).
- [2]. Koltay E.: Fizikai Szemle 95. 139. (1959).
- [3]. M. L. Bullock: Am. Journ. of Phys. 23, 264. (1955).
- [4]. C. H. Johnson, J. P. Judish, C. W. Snyder: Rev. Sci. Instr. 28, 942. (1957).
- [5]. H. Bruck, G. Gendreau: Rapport C. E. A. no. 499. (1955).
- [6]. Г. М. Осетникий, И. В. Сизов. Отчёт Л. Я. П. О. И. И. И.
- [7]. Hrehuss Gy., Neszmélyi A., Simonyi K.: KFKI. Közl. 6, 22, (1958).
- [8]. F. B. Shull, C. E. Mac Farland, M. M. Bretscher: Rev. Sci. Instr. 25, 364. (1954).
- [9]. W. Paul, M. Raether: Zeitsch. für Phys. 140, 262. (1955).
- [10]. R. Taubert: Zeitsch. für Natf. 12a, 169. (1957).
- [11]. I. E. Dayton, F. C. Shoemaker, R. E. Mozley: Rev. Sci. Instr. 25. 485. (1954).
- [12]. Пук: Масс-спектрокопия. (1953)
- [13]. N. W. Mc Lachlan: Theory and Application of Mathieu Functions (1947).

## Maxwell befolyása a fizikai valóságról kialakított nézeteink fejlődésére

80 esztendővel ezelőtt távozott el a természet kutatóinak sorából James Clark Maxwell, aki elektrodinamikájában a térelméleti felfogást diadalra vitte. És ugyanebben az évben született Albert Einstein, aki az anyagi erőtér és geometriai tér mások által nem sejtett belső kapcsolatát tárta fel és kutatta tovább élete végéig. A Német Demokratikus Köztársaság Fizikai Társulata áprilisban ünnepelte meg a nemrég elhunyt tudós nyolcvanadik születése napját. Az alábbiakban a XIX. század legkiemelkedőbb elméleti fizikusról szóló írást közlünk annak a tudósnak a tollából, aki Maxwelltől a tér fizikai kutatásának stafétabotját átvette, és akiben sokan már ma is a XX. század legnagyobb fizikusrát tisztelik. Ebben az írásban is érdekesen tükröződnek a méltatás szavai mellett Einsteinnek a fizika újkortani fejlődéséről és jövőjéről vallott nézetei.

A megfigyelő szubjektumtól független világ létezésébe vetett hit minden természettudomány alapja. Érzékszervi benyomásaink azonban csak közvetett tapasztalatokat szolgáltatnak erről a világról, ezért annak objektumai nem ismerhetők meg spekulatív módszerek segítségével hívása nélkül. Ebből következik, hogy a fizikai létezőkről vallott felfogásunk soha nem tekinthető véglegesnek. Állandóan készen kell állnunk, hogy nézeteinken, a fizika axiomatikus alapjain változtassunk, ha erre tapasztalati tények kényszerítenek. A fizika fejlődésének tanulmányozása tanúskodik amellest, hogy ez az axiomatikus bázis idők folyamán mélyenjáró változásokon ment át.

Mióta Newton az elméleti fizika alapjait megvetette, a fizikai valóságról alkotott világképünk legjelentősebb megváltozása Faraday és Maxwell elektromágneses kutatásaihoz fűződik. Ezt szeretnénk a következőkben alaposabban szemügyre venni, nem feledkezve meg azonban a megelőző és azt követő fejlődésről sem.

Newton rendszerében a fizikai világot a tér, idő, tömegpont, (tömegpontok kölcsönhatásaként értelmezett) erő fogalmai jellemzik. A fizikai folyamatok Newton szemében tömegpontok törvényszerű térbeli mozgásai. A tömegpont a reális létező egyedüli reprezentánsa. Fogalmi kialakulásának indítékát nyilván az érzékelhető anyagi testek nyújtották: a fizikus a tömegpontban a mozgásképes testek analogonjait látta, elhagyva az utóbbiak legtöbb tulajdonságát: a kiterjedés, alak, térbeli irányítottság és minden „belső” kvalitás jegyeit, egyedül a tehetetlenséget és a haladómozgást tartva meg. Hozzákapcsolta azonban még az erő fogalmát. A newtoni mechanika az anyagi testeket (amelyek a „tömegpont”-fogalom kialakításához szükséges pszichológiai indítékot szolgáltatott) szintén tömegpontok rend-

szerének tekinti. Érdemes felfigyelni arra, hogy ez az elméleti rendszer lényege szerint atomisztikus és mechanisztikus. Minden történésben kizárólagos mechanikai folyamatot lát: tömegpontoknak a Newton-féle mozgástörvény szerint lefolyó mozgását.

Eltekintve az abszolút tér fogalmának újabban ismét felszínre bukkant nehézségeitől, a Newton-féle elméleti rendszer legkevésbé kielégítő pontja a fénytán volt. Newton a fényt is következetes módon anyagi pontokból állónak gondolta. Már abban az időben égetően érezhető volt azonban a probléma: Mi történik a fényt alkotó anyagi pontokkal a fény elnyelődése után? Az egyébként sem látszott kielégítőnek, hogy a súlyos testek és a fény számára egészen eltérő sajátosságú anyagi pontokat kellett a tárgyalás körébe vonni. Később ezekhez csatlakozott harmadikként az elektromosság részecskéje, amely ismét alapvetően különböző sajátosságokat hordozott. A történetekben fundamentális szerepet játszó kölcsönhatási erőket is hipotetikusan, teljesen önkényes eljárással vezették be, ami az egész elméleti rendszer további gyengéje. Az anyagi világ mechanisztikus felfogása mégis gyümölcsözőnek bizonyult. Miként történhetett, hogy a kutatók végül hajlandók voltak annak elvetésére?

Newtont csak az tehette képessé rendszerének matematikai megformálására, hogy feltalálta a differenciálhányados fogalmát. Így a mozgás törvényét közönséges differenciálegyenlet formájában állíthatta fel. Talán ez volt a legnagyobb gondolati lépés, amely embernek valaha is osztályrészül jutott. Parciális differenciálegyenletekre mindehhez nem volt szüksége, Newton azokat nem is használta. A parciális differenciálegyenletek a deformálódó testek mechanikájának megalkotásánál jutottak alkalmazáshoz. Felhasználásuk



abban leli magyarázatát, hogy e problémakörben nem játszott szerepet, miként épül fel tömegpontokból a rugalmas test.

Így váltak a parciális differenciálegyenletek az elméleti fizika szolgálóivá azért, hogy csakhamar uralkodói legyenek. A XIX. században került erre sor, amikor a tapasztalati tények nyomására a fény hullámelmélete átütő sikert aratott. A légüres térben terjedő fényt az éter rezgéseként értelmezték, és mi sem tűnt kézenfekvőbbnek, mint hogy az éterben is anyagi pontok együttesét lássák. A parciális differenciálegyenlet itt lép fel először elemi jelenség természetes kifejezőjeként. Az elméleti fizika egyik területén megjelent a kontinuum, mint a tömegpont mellett a fizikai létező másik lehetséges reprezentánsa. Ez a dualizmus mindmáig nem szűnt meg, noha azt sok rendszerező elme érzi zavarónak.

A fizikai realitás tisztán atomisztikus felfogása megszűnt, mindazonáltal az továbbra is tisztán mechanisztikus maradt. Továbbra is tehetetlen tömegek mozgásának tekintettek minden jelenséget, hiszen más felfogást még elképzelni sem voltak képesek. Ebben az időben köszöntött azután be az a nagy átalakulás, amely örökre egygyéforrt Faraday, Maxwell és Hertz nevével. A forradalom oroszlánrészé Maxwellhez kapcsolódik. Ő mutatta meg, hogy a fény és elektromágnesesség egész addig ismert jelenségekörét átfogja a róla elnevezett kettős parciális differenciálegyenlet-rendszer, amelyben az elektromos és mágneses tér szerepelnek független változóként.

Maxwell megpróbálkozott azzal, hogy egyenleteit mechanikus modellekkel megalapozza vagy igazolja, de több ilyen gondolati konstrukciót használt egyidejűleg és egyiket sem vette komolyan. A lényeg az egyenletek írják le, a bennük szereplő térerősségeknek elemi, másra vissza nem vezethető fizikai realitást tulajdonított. A századfordulón már irreducibilis létezőként számoltak az elektromágneses térrel, a komoly teoretikusok feladták a Maxwell-egyenletek mechanisztikus megalapozásának reményét. Sőt nemsokára megpróbálták az ellenkező irányba vezető útra lépni: az anyagi pont tehetetlenségét térelméletileg kívánták magyarázni a Maxwell-egyenlet alapján. E törekvés teljes célját mindmáig nem érte el.

Tekintsünk el azoktól az egyedi eredményektől, amelyekkel Maxwell életműve a fizika fontos területeit gazdagította, és figyelmünket az anyagi világról alkotott felfogásunk tőle származó átformálására összpontosítsuk. Így mondhatjuk: Maxwell előtt a fizikai valóságot tömegpontoknak

gondolták, amelyek egyedül lehetséges változása a közönséges differenciálegyenlettel leírható haladómozgás. Maxwell óta a fizikai valóságban mechanikailag nem értelmezhető folytonos tereket látunk, amelyek parciális differenciálegyenleteknek engedelmeskednek. A természettudományos világkép ilyenén megváltozása a legmélyebb és leggyümölcsözőbb Newton kora óta. El kell azonban ismernünk, hogy a kitűzött program maradéktalanul még nem vált valóra. Az időközben felállított sikeres elméleteket inkább a két irányzat kompromisszuma jellemzi, azok éppen e kompromisszum folytán az átmeneti jelleg, logikai befejezetlenség jegyeit hordják magukon, noha felállításukhoz nem egy esetben a tudomány lényeges előrehaladása kapcsolódik.

Az elméletek közül elsőként Lorentz elektronelméletét említjük, amelyben erőtér és elektromos részecskék egyenrangú félként vesznek részt az anyagi világ magyarázatában. Ezt követte a speciális és általános relativitáselmélet. Noha mindkettő kiindulását térelméleti megfontolások képezték, a tömegpontok és totális differenciálegyenletek bevezetése egyiknél sem volt teljesen elkerülhető.

Az elméleti fizika legutolsó, messze legsikeresebb alkotása a kvantummechanika. Ez azonban alapjaiban eltér attól a két iránytól, amelyet itt Newton és Maxwell nevéhez kapcsolunk. A kvantummechanika lemond a fizikai létező közvetlen leírásáról. A kvantummechanikai törvényekben szereplő mennyiségek egy szemügyrevett objektum előfordulási valószínűségét adják meg. Dirac, aki megítélésem szerint legtokéletesebb alakban fogalmazta meg ezt az elméletet, méltán mondja, hogy nem tűnik könnyű feladatnak például egyetlen foton olyan tárgyalása, amely kellő okát szolgáltatná, miért fog áthaladni ez a foton egy útjába helyezett (ferde állású) polarizátoron, vagy miért akad fenn.

A magam részéről mégis hajlok a felé a vélemény felé, hogy a fizikusok a realitás ilyen indirekt leírásával tartósan nem elégedhetnek meg, még akkor sem, ha lehetővé válna a kvantummechanika és az általános relativitáselmélet kielégítő összeegyeztetése. Egyszer bizonyára visszatérnek majd ahhoz a célkitűzéshez, amelyet találóan Maxwell-féle programnak nevezhetünk: a fizikai realitást terek írják le, amelyek parciális differenciálegyenletek szingularitásmentes megoldásai.

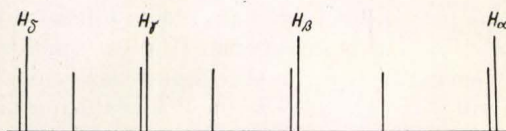
*Albert Einstein*



## Elemek, atomok, periódusos rendszer, III.

### A hidrogénszerű ionok színképe

Pickering az állócsillagok színképében olyan sorozatot talált, amelynek minden második vonala csaknem pontosan egybeesik a Balmer-sorozat egy vonalával, a különböző vonalak pedig két Balmer-vonal közé esnek (5. ábra). Később Paschen észrevette, hogy ez a sorozat tiszta hélium színképében is jelentkezik. Ekkor merült fel az a gondolat, hogy ezt az ún. Pickering sorozatot a He-ionok emittálják.



5. ábra

Azokat az ionokat, amelyekben az atommag körül egyetlen elektron kering, szoros értelemben vett hidrogénszerű ionoknak nevezzük. Egy  $Z$  rendszámú atom hidrogénszerű ionjának tehát  $(Z - 1)$ -szeres pozitív töltése van.

A hidrogénszerű ionok lehetséges energiaértékeinek meghatározásánál ismét a klasszikus

$$\frac{Ze^2}{r^2} = m_e r \omega^2 \quad (22)$$

dinamikai egyenletből és az

$$m_e \omega r^2 = n \hbar \quad (23)$$

Bohr-féle kvantumfeltételből indulhatunk ki. Ezekből az egyenletekből az előbbiekhöz hasonló módon kiszámítható a stacionárius pályák sugara, az elektron sebessége és az atom energiája. Az energiára a következő kifejezést kapjuk:

$$E_n(Z) = -Z^2 \frac{m_e c^4}{2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}. \quad (24)$$

A  $Z$  rendszámú atom hidrogénszerű ionjának energiaszintjei tehát  $Z^2$ -szer mélyebben vannak a hidrogénatom megfelelő energianívójánál. A színképvonalak hullámszáma a (24) formulából a következő kifejezést kapjuk:

$$\nu = \frac{E_{n_k}(Z) - E_{n_v}(Z)}{hc} = \frac{Z^2 m_e c^4}{2 \hbar^2} \left( \frac{1}{n_v^2} - \frac{1}{n_k^2} \right).$$

A hélium-ion tehát csak olyan színképvonalakat emittál, amelyeknek hullámszáma a következő képletből számítható ki:

$$\bar{\nu} = 4 \cdot \frac{m_e c^4}{2 \hbar^2} \left( \frac{1}{n_v^2} - \frac{1}{n_k^2} \right) = 4 R_\infty \left( \frac{1}{n_v^2} - \frac{1}{n_k^2} \right).$$

Ebből az általános formulából az előbb említett

Pickering-sorozat vonalainak hullámszámát úgy kapjuk, hogy az  $n_v$  helyére 4-et helyettesítünk:

$$\bar{\nu} = 4 R_\infty \left( \frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 5, 6, 7, \dots$$

Írjuk ezt a formulát a következő alakba:

$$\bar{\nu} = R_\infty \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{\left(\frac{n}{2}\right)^2} \right), \quad n = 5, 6, 7, \dots$$

Ha ezt a képletet összehasonlítjuk a Balmer-formulával, rögtön látszik, hogy páros  $n$ -re a Pickering sorozat azon vonalainak a hullámhosszát kapjuk, amelyek a Balmer-vonalakkal egybeesnek, páratlan  $n$ -re pedig azokat, amelyek két Balmer-vonal között vannak.

A Pickering-sorozat vonalai azonban páros  $n$ -re sem esnek pontosan egybe a Balmer-sorozat megfelelő vonalaival. Ennek az az oka, hogy a Rydberg-állandó értéke hidrogénre és héliumra különböző. Mint a hidrogénatom esetén, most is figyelembe kell venni a mag mozgását, amely azt eredményezi, hogy az  $R_\infty$  helyére

$$R_{He} = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_e}{M_{He}}}$$

kerül, ahol  $M_{He}$  a héliumatom magjának tömege. Minthogy  $M_{He}$  több ezerszer nagyobb az elektron tömegénél, az  $R_{He}$  és  $R_\infty$  értéke alig különbözik egymástól.

Minthogy a hidrogénszerű ionok energiája a rendszám négyzetével arányos, a rendszám növekedésével ezeknek az ionoknak a színképe egyre inkább a röntgen-spektrum felé tolódik el. Ha pl. a 20 rendszámú kalciumatomot sikerülne 19-szeresen ionizálni, a  $Ca^{(19+)}$  ion által kisugárzott, maximális hullámhosszú színképvonal hullámhossza  $\lambda = 2,3 \text{ \AA}$  lenne. A  $Ca^{(19+)}$ -ion egyetlen megmaradt elektronjának leszakításához a (24) formula szerint kb. 5400 elektronvolt energiára lenne szükség.

### A Bohr-elmélet Sommerfeld-féle általánosítása

A Bohr-elmélet szép sikereket ért el a színképek értelmezése terén, bepillantást nyújtott az atomok belső szerkezetébe; egyes spektroszkópiai megfigyelések magyarázatára azonban elégtelennek bizonyult. A legfontosabb ilyen megfigyelések a következők voltak:

a) Ha a hidrogénnel töltött Geissler-csővet mágneses vagy elektromos térbe tesszük, a színképvonalak megsokszorozódnak, vagyis az elektromos, ill. mágneses tér hatására az eredetileg egyetlen színképvonal több vonalra hasad föl. A színképvonalaknak a mágneses tér hatására tör-



ténő felhasadását Zeeman-effektusnak, az elektromos tér okozta felhasadását pedig Stark-effektusnak nevezzük.

b) Ha a hidrogénatom színeképét nagy felbontó képességű spektroszkóppal vizsgáljuk, azt találjuk, hogy a színekép vonalai, amelyeket a durvább felbontó képességű spektroszkópban egy-egy vonalnak észleltünk, tulajdonképpen több, egymáshoz közelfekvő (tehát csak kissé különböző frekvenciájú) vonalból állanak. Azt mondjuk: a színekép-vonalaknak finomszerkezetük van.

c) A spektroszkópiai tapasztalatok szerint viszonylag egyszerű színeképük van az alkáliatomoknak. Ezeknek a színeképében is sikerült sorozatokat találni, értelmezésükhöz azonban a Bohr-elmélet eredeti alakjában nem bizonyult elég teljesítőképesnek. Nem lehetett megmagyarázni a Bohr-elmélettel a He-atomnak, a periódusos rendszer második elemének a színeképét sem.

A Bohr-elmélet fogyatékoságait Sommerfeld úgy igyekezett megszüntetni, hogy az elméletet bővítette. Feltételezte, hogy az elektron a mag körül nem kör-, hanem ellipszis-pályán kering. Az ellipszis egyik gyújtópontjában van az atommag. (A mag mozgását most is utólag lehet figyelembe venni, mint körpálya esetén.) Ellipszis-pályákra (és általában bármilyen periodikus mozgásra) a Bohr-féle kvantumfeltételt Sommerfeld úgy általánosította, hogy az elektron  $p_k$  általános impulzusának a pálya egy periódusára a megfelelő koordináta szerint képzett integrálja a Planck-állandó egészszámu többszörösével egyenlő:

$$\int p_k dq_k = n_k \hbar.$$

Speciálisan ellipszis-pálya esetén a két koordináta az elektronnak a magtól mért  $r$  távolsága és a  $\varphi$  azimút, tehát két kvantumfeltételt kapunk:

$$\left. \begin{aligned} \int p_\varphi d\varphi &= \hbar k, \\ \int p_r dr &= n_r \hbar, \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

ahol  $k$  és  $n_r$  egész számok:  $k$  az ún. azimutális,  $n_r$  pedig a radiális kvantumszám. A (25)-ben szereplő integrálok elemi úton kiszámíthatók. A stacionárius ellipszispályák fél nagy- és kistengelyére a következő formulák adódnak:

$$a = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} n^2 = n^2 a_0, \quad b = n k a_0,$$

ahol

$$n = n_r + k$$

az ún. főkvantumszám. Ezen utóbbi összefüggés értelmében  $n \geq k$ ; másrészt  $k$  értéke zérus nem lehet, mert akkor az ellipszis kistengelye zérus lenne. Ilyen pálya esetén az elektronnak a magon kellene áthaladnia, ezért a  $k = 0$  értéket ki kell zárunk:

$$1 \leq k \leq n.$$

Adott  $n$  főkvantumszámhoz tehát  $n$  darab különböző excentricitású pálya tartozik, de ezeknek a pályáknak egyenlő hosszú a nagytengelyük.

A hidrogénatom energiájára ellipszispályák esetén a következő formula adódik:

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}; \quad n = n_r + k.$$

Az energiára tehát ugyanazt a kifejezést kapjuk, mint körpálya esetén, de egy energiaértékhez (főkvantumszámhoz) több pálya tartozik. Ezeknek a pályáknak különböző a kistengelyük, nagytengelyük azonban egyenlő. A (25) első egyenletéből kiadódik, hogy az elektronnak a magra vonatkoztatott impulzusmomentuma  $k\hbar$ , vagyis a Planck-állandó  $2\pi$ -ed részének egészszámu többszöröse. Az azonos energiájú, de különböző excentricitású pályákon tehát az elektronnak különböző az impulzusmomentuma. Hogy a tapasztalattal megegyezésben maradjunk, szükségesnek bizonyult az  $l = k - 1$  mellékkvantumszámot bevezetni. A tapasztalat szerint ugyanis az elektron keringéséből származó impulzusmomentum abszolút értéke nem  $k\hbar$ , hanem  $l\hbar$ , tehát zérus is lehet. Ezt a tapasztalatot a Bohr-elmélet alapján nem tudjuk megmagyarázni.

Az az eredmény, hogy az elektron különböző excentricitású pályákon keringhet ugyanakkora energiával, lehetővé teszi a Bohr-elmélet egyes fogyatékoságainak a megszüntetését. Ha a sugárzó atom elektromos vagy mágneses térbe kerül, várható, hogy a külső tér különböző mértékben perturbálja az azonos energiához tartozó különböző pályákat és perturbáció után a különböző pályákhoz már különböző energia fog tartozni. A színeképvonalak felhasadását azonban nemcsak külső elektromos vagy mágneses tér okozhatja, hanem az atom belső tere is. Ha ugyanis az atom több elektront tartalmaz, akkor egy kiszemelt elektron állapotát az atommag elektromos terén kívül a többi elektron tere is befolyásolja. Kvalitatíven és első közelítésben azt mondhatjuk, hogy az atommag Coulomb-terében a kiszemelt elektron ellipszispályákon mozogna; a többi elektron terének hatására a különböző ellipszispályák különböző mértékben perturbálódnak s ezért az eredetileg egybeeső energiaértékek felhasadnak.

Nem ad számot azonban az előbbi eredmény a hidrogénatom színeképének a finomszerkezetéről. Ha azonban a relativisztikus mechanika alapján számolunk, akkor az energia már nemcsak az  $n$  főkvantumszámtól fog függni, hanem a  $k$  azimutális kvantumszámtól is, tehát az energianívók és ezzel együtt a színeképvonalak száma megnő. A hidrogén-színekép finomszerkezetének ez a Sommerfeld-féle elmélete azonban nem vezet a tapasztalattal egyező eredményre. A finomszerkezet kielégítő magyarázata csak az elektron Dirac-egyenlete segítségével sikerült (1928).

#### A normális Zeeman-effektus. Iránykvantálás

Zeeman már 1896-ban észrevette, hogy ha a fényforrást mágneses térbe helyezzük, a színeképvonalak jellegzetes változást mutatnak. Ha az

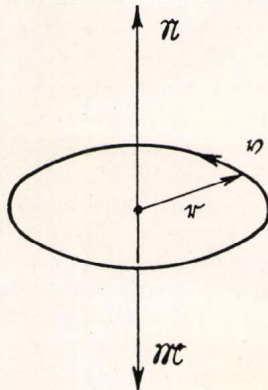


észlelés a mágneses tér irányára merőleges irányban történik, az eredeti egyetlen vonal helyett hármat észlelünk. A középső az eredeti vonal helyén van, a másik kettő pedig ettől jobbra és balra ugyanakkora távolságra. Ez a normális Zeeman-effektus.

Láttuk, hogy az elektron keringéséből származó impulzusmomentum

$$N = l\hbar, \quad l = 0, 1, 2, \dots$$

Az  $\mathfrak{N} = \mathbf{r} \times m_e \mathbf{v}$  vektor a keringés síkjára merőlegesen áll, irányítása pedig olyan, hogy irányába nézve az elektron az óramutató járásával egyező irányban kering (6. ábra).



6. ábra

Az atommag körül keringő elektron elektromos áramot hoz létre. Ennek a köráramnak a mágneses momentuma a klasszikus elektrodinamika szerint:

$$M = \frac{if}{c},$$

ahol  $i$  az áram intenzitása,  $f$  az áram által körülfogott terület,  $c$  pedig a fény terjedési sebessége. Ha egyszerűség kedvéért körpályára szorítkozunk, akkor

$$i = \frac{e\omega}{2\pi} \quad \text{és} \quad f = r^2\pi,$$

tehát a keringésből származó mágneses momentum:

$$M = \frac{e\omega r^2}{2c},$$

ahol  $e$  az elektron töltése,  $\omega$  a keringés szögsebessége,  $r$  pedig a pálya sugara. Minthogy azonban az impulzusmomentum  $N = m_e r^2 \omega$ , ezért a pályamágnesség és az impulzusmomentum a következő kapcsolatban van egymással:

$$M = \frac{e}{2m_e c} N. \quad (26)$$

Vagy vektori alakban:

$$\mathfrak{M} = -\frac{e}{2m_e c} \mathfrak{N}.$$

Minthogy a kvantumfeltétel szerint  $N$  értéke a  $\hbar$ -nak csak egész számú többszöröse lehet, ezért a keringésből származó mágneses momentum is kvantált:

$$M = l \frac{e\hbar}{2m_e c}, \quad l = 0, 1, 2, \dots \quad (27)$$

A mágneses momentum (zérustól különböző) legkisebb értékét, vagyis a

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$$

mennyiséget, Bohr-féle magnetonnak nevezzük. A (26) egyenlőség szerint tehát az atomnak az elektron keringéséből származó mágneses momentuma a Bohr-magnetonnak csak egész számú többszöröse lehet.

A klasszikus elektrodinamika szerint az  $M$  mágneses momentumú dipólus  $H$  erősségű mágneses térben

$$E_{\text{magn.}} = -MH \cos \alpha$$

mágneses energiával rendelkezik ( $\alpha$  a mágneses momentum és a tér iránya közti szög). Mágneses térben tehát az atom járulékos energiára tesz szert, amely a mágneses tér nélküli  $E_n$  energiához hozzáadódik:

$$E = E_n - MH \cos \alpha. \quad (28)$$

Ha — a klasszikus szemléletnek megfelelően — az atom mágneses momentuma a mágneses térrel tetszőleges szöget zárhatna be, akkor a mágneses térben az atom energiája  $E' = E_n + MH$  és  $E'' = E_n - MH$  között minden értéket felvehetne. Akkor viszont mágneses térben a színeképvonal nem három vonalra hasadna föl, hanem folytonos csíkká szélesedne ki. A Zeeman-effektus azt bizonyítja, hogy az atom mágneses momentuma a mágneses térrel csak meghatározott szöget zárhat be. Ezt a tapasztalatot a Bohr—Sommerfeld-elmélet magyarázni képes. Kiadódik az elméletből, hogy az elektron keringési síkja és ezzel együtt a pálya síkjára merőleges mágneses impulzusmomentum nem foglalhat el tetszőleges helyzetet a térben, hanem csak olyanokat, hogy az impulzusmomentumnak a tér irányába eső vetülete  $m\hbar$  ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ), ill. a mágneses momentumnak a tér irányába eső vetülete

$$M_H = M \cos \alpha = m \frac{e\hbar}{2m_e c}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Ezt az eredményt nevezzük iránykvantálásnak, az  $m$  kvantumszámot pedig mágneses kvantumszámnak.

Az előbbieket szerint az  $n$  főkvantumszám a pálya nagytengelyét (és döntő mértékben az energiát) határozza meg, az  $l$  mellékvantumszám határozza meg a pálya excentricitását (és az impulzusmomentum abszolút értékét), de a pálya még



$2l + 1$  különböző helyzetet foglalhat el a térben. Az adott  $n$  főkvantumszámhoz tartozó mozgásállapotok száma tehát

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = n^2. \quad (29)$$

Az atom energiája tehát mágneses térben így írható:

$$E = E_n + m \frac{e \hbar}{2 m_e c} H.$$

A nívók száma tehát a mágneses tér hatására megnövekszik. A szomszédos nívók távolsága (energia különbsége):

$$\Delta E = \frac{e \hbar}{2 m_e c} H.$$

Adott  $l$  mellékkvantumszámú állapot energiája tehát mágneses térben  $2l + 1$  darab nívóra hasad föl. Ha ezek közt minden átmenet lehetséges lenne, akkor mágneses térben a tapasztaltnál több vonal adódna. A tapasztalattal egyező eredményt akkor kapjuk, ha az  $m$  mágneses kvantumszámra a következő kiválasztási szabályt fogadjuk el:

$$\Delta m = 0 \quad \text{vagy} \quad \pm 1.$$

Vagyis az átmenetek alkalmával a mágneses kvantumszám vagy változatlan marad, vagy eggyel változik. (Ez a kiválasztási szabály a kvantummechanika alapján értelmezhető.)

### Az elektronspin

Ismeretes, hogy a nátrium  $D$ -vonala valójában nem egyetlen vonal, hanem kettő; hullámhosszuk különbsége  $6\text{\AA}$ . A spektroszkópiai tapasztalat szerint az egyetlen vegyértékelektronnal rendelkező atomok színekp-vonalai kettősek (duplették): két, csaknem egyenlő frekvenciájú vonalból állanak. Ez azt bizonyítja, hogy az atom az  $n$  és  $l$  kvantumszámokkal jellemzett állapotban még két, kissé különböző energiával rendelkezhet, tehát az atomi állapot leírásához további kvantumszám bevezetésére van szükség. Ezt az új  $j$  kvantumszámot elsőnek Sommerfeld vezette be 1920-ban és belső kvantumszámnak nevezte el. Az elméleti eredmények akkor egyeznek meg a spektroszkópiai tapasztalatokkal, ha feltesszük, hogy minden egy vegyértékelektronnal rendelkező atomra  $j = l - \frac{1}{2}$  vagy  $j = l + \frac{1}{2}$ . Ezt egy másik  $s$  kvantumszám bevezetésével is kifejezhetjük, ha feltesszük, hogy  $j = l + s$  és az  $s$  értéke egyelektronos atomra  $+\frac{1}{2}$  vagy  $-\frac{1}{2}$  lehet.

Az  $s$  kvantumszámnak ez a bevezetése azonban teljesen formális. Próbáljuk meg valamilyen fizi-

kai mennyiséggel kapcsolatba hozni. A Bohr-elmélet szerint, mint láttuk, az  $l$  mellékkvantumszám az elektron pályamomentumával van kapcsolatban:

$$N = l \hbar.$$

Az alkáliatomok színeképének kettős szerkezete azt kívánta, hogy az  $l$  mellékkvantumszám helyére a  $j = l + s$  belső kvantumszámot tegyük. Ez arra utal, hogy az atomban keringő elektronnak a pályaimpulzusmomentumán kívül valamilyen további impulzusmomentuma is van. Ezt a járulékos impulzusmomentumot, amelynek létezését először Goudsmit és Uhlenbeck tette fel 1925-ben, az elektron sajátimpulzusmomentumának vagy spinmomentumának (röviden spinnek) nevezzük. A sajátimpulzusmomentum abszolút értékének az előbbiek szerint  $\hbar/2$ -nek kell lennie. E tulajdonsága miatt az elektront (és minden olyan elemi részt, amelynek  $\hbar/2$  sajátimpulzusmomentuma van) feles spinű részecskének nevezzük.

Az  $s$  kvantumszám bevezetésének előbbi, spekulatív értelmezését a tapasztalatok igazolták. Ezek közül egyik legfontosabb a Stern—Gerlach-féle kísérlet. Láttuk az előzőkben, hogy az atomok mágneses dipólmomentummal rendelkezhetnek, de mágneses momentumuk mágneses térben csak meghatározott helyzeteket foglalhat el (iránykvantálás). Az atomok mágneses momentumának meghatározására, az iránykvantálás kimutatására Stern és Gerlach végzett először kísérletet.

A klasszikus elektrodinamika szerint az  $\mathfrak{M}$  momentumú mágneses dipólusra  $\mathfrak{H}$  erősségű mágneses térben

$$\mathfrak{f} = (\mathfrak{M} \text{ grad}) \mathfrak{H} \quad (30)$$

erő hat. Homogén térben ez az erő zérus. Stern és Gerlach ezüstatomokat bocsátottak át erősen inhomogén mágneses téren és azt találták, hogy az ezüstatomokból álló sugárnyaláb az inhomogén mágneses térben ketté oszlott. Minthogy (30) szerint az atomok mágneses momentumára ható erő mágneses momentumuk irányától függ, a kísérlet eredményéből arra lehetett következtetni, hogy az (alapállapotban levő) ezüstatomok mágneses momentuma a térben csak kétféle helyzetet foglalhat el: vagy egyező vagy ellenkező irányú a mágneses térrel. Sikerült meghatározni az Ag-atomok mágneses momentumának abszolút értékét is és az egy Bohr-magnetonnak adódott.

A spektroszkópiai kísérletek azonban azt mutatják, hogy az ezüstatomoknak alapállapotban az elektron keringéséből származó pályamomentumuma zérus ( $S$ -állapot). De akkor a (26) formula szerint a mágneses momentumnak is zérusnak kell lennie. Goudsmit és Uhlenbeck arra a gondolatra jutottak, hogy amint a pályamenti mozgásból származó impulzusmomentumhoz a (27) formulának megfelelően mágneses momentum tartozik, ugyanúgy az elektron (mozgásától függet-



lenül létező) sajátimpulzusmomentumához is tartozik mágneses momentum. Vagyis az elektronnak a mozgástól függetlenül van saját-mágneses momentuma. Ezt a mágneses momentumot spin-mágnességnek szoktuk nevezni. (Néha a saját-impulzusmomentumot és a saját mágneses momentumot együttesen nevezik spinnek.) A Stern—Gerlach-féle kísérlet szerint az elektron saját mágneses momentuma egy Bohr-magneton és ez a mágneses momentum mágneses térben vagy a térrel egyező vagy azzal ellentétes irányba áll be. Az elektronnak tehát az esetleges pályamomentumán kívül

$$N_s = |s| \hbar = \frac{\hbar}{2}$$

saját impulzusmomentuma van. A Stern—Gerlach kísérlet szerint pedig az elektron saját mágneses momentuma

$$M_s = \frac{e \hbar}{2 m_e c} = \mu_B.$$

A spin impulzus- és mágneses momentum kapcsolata tehát:

$$M_s = \frac{e}{m_e c} N_s \quad (31)$$

Ez az összefüggés a 2 tényezőben különbözik a pályamomentum és a pályamágnesség összefüggését meghatározó (27) formulától. Vagyis a spinmomentumhoz kétszer akkora mágneses momentum tartozik, mint ugyanakkora, pályamenti mozgásból származó impulzusmomentumhoz. Ezt az összefüggést Einstein és de Haas kísérletileg igazolták. Kísérletük bizonyítja azt is, hogy a vas mágnessége, általában a ferromágnesség nem a pályamágnesség, hanem a spinmágnesség következménye. A vasban az elektronok spinje kvantummechanikai erők hatására párhuzamosra rendeződik és ez adja a vas erős mágnesezettségét. (A ferromágnesség első kielégítő elméleti magyarázata Heisenbergtől származik.)

Az elektron-spin bevezetése után már értelmezni lehet az alkáliatomok színeképének dublett szerkezetét. A spintől eltekintve az elektron állapotát az  $n$  főkvantumszámmal, az  $l$  mellékkvantumszámmal és az  $m$  mágneses kvantumszámmal adtuk meg. Az elektron pályamenti mozgása következtében az atom általában zérustól különböző pályamágnességgel rendelkezik. Várható, hogy az atom energiája függeni fog attól, milyen helyzetet foglal el az elektron spinje ehhez a pályamágnességhez képest. Másként kifejezve: az atom energiája (legalább is kis mértékben) függ az  $\mathfrak{M}$  és  $\mathfrak{M}_s$  vektorok relatív állásától. A spin és pályamágnesség kölcsönhatása következtében tehát az atom energiája a spin állásának megfelelően több nívóra hasad föl. Nyilvánvaló, hogy  $S$ -állapotban, amikor a pályamenti mozgásból származó mágneses momentum zérus, ilyen energiafelhasadás nincsen.

## A többelektronos atomok állapotai

A többelektronos atomok színeképének értelmezése a Bohr-elmélet alapján már csak félempirikusan lehetséges.

A két elektront tartalmazó hélium spektrumának analízise arra az eredményre vezetett, hogy a héliumatom két, egymástól nagymértékben független termrendszerrel rendelkezik. A két termrendszer között nincsenek átmenetek. Eredetileg azt hitték, hogy kétféle héliumatomok vannak és a két termrendszer a két különböző héliumhoz tartozik. A kétféle héliumot orthéliumnak és parahéliumnak nevezték el. Megállapították, hogy a parahélium energiaállapotai egyszeresek, az orthélium állapotai viszont (az  $S$ -állapotok kivételével) három, egymáshoz közel fekvő energiaállapotból állanak. Ma már tudjuk, hogy csak egyfajta hélium létezik és a régebbi parahélium és orthélium elnevezés helyett inkább azt mondjuk, hogy a héliumatomnak egy szingulett és egy triplet termrendszere van. A kétféle termrendszer állapotai abban különböznek egymástól, hogy az elektronok spinjének relatív irányítása különböző. Nevezetesen paraállapotban a két elektron spinje ellentétes irányú (az eredő spin tehát zérus), ortoállapotban pedig egyező irányú, tehát az atom eredő spinmomentuma  $1 \hbar$ . Ortoállapotban az atom eredő spinmomentumának és a pályamomentumnak kölcsönhatása járulékos energiát szolgáltat és ez okozza az energiatérlek felhasadását. Paraállapotban az eredő spin zérus, tehát ilyen energiafelhasadás nincs.

Az elektronspin és a pályamomentum kölcsönhatása alapján a többelektronos atomok színeképét főbb vonásaiban értelmezni lehetett. De az előbbieken alapján felvilágosítást kaphatunk az atomok mágneses tulajdonságairól is.

Ismeretes, hogy háromfajta mágnességet ismerünk: dia-, para- és ferromágnességet. Az első kettő atomi tulajdonság, az utóbbi csak a kristályok sajátja. Ezt bizonyítja például az, hogy a vasatomok oldatban nem mutatnak ferromágneses tulajdonságokat, viszont a nem ferromágneses réz és mangán ötvözetek ferromágnesesek.

Ha valamilyen anyagot mágneses térbe helyezünk, a külső mágneses tér az anyagban mágneses momentumot indukál. Az anyag térfogategységében indukált mágneses momentum arányos a mágneses térerősséggel:

$$p = \chi \mathfrak{H}.$$

A  $\chi$  arányossági tényezőt az illető anyag mágneses szuszceptibilitásának nevezzük. A  $\mu$  mágneses permeabilitással a következő kapcsolatban áll:

$$\chi = \frac{\mu - 1}{4\pi}.$$

Ha  $\chi$  pozitív, vagyis az indukált mágneses momentum a mágneses térrel egyező irányú, akkor az anyagot paramágnesesnek mondjuk; a diamág-



neses anyagokban az indukált mágneses momentum az indukáló térrel ellentétes irányú,  $\chi$  negatív.

Hogy egy atom dia- vagy paramágneses-e, azt az elektronszerkezete határozza meg. Általános esetben az atomok mágneses momentuma pályas- és spinmágnességből tevődik össze. Azok az atomok, amelyeknek eredő mágneses nyomatéka zérustól különböző, paramágneses viselkedésűek, azok pedig, amelyeknek eredő mágneses momentuma zérus, diamágnesesek. Első pillanatra azt várná az ember, hogy az utóbbi esetben az atomoknak semmiféle mágneses tulajdonságuk nincsen, tehát  $\chi = 0$ . Ezzel szemben az a helyzet, hogy a mágneses tér a keringő elektronokra (amelyeknek mágneses momentuma eredetileg egymást kompenzálta) olyan hatást gyakorol, amelynek eredményeképpen az atom a mágneses térrel ellentétes irányú mágneses momentumra tesz szert. Ha az atomoknak már eredetileg volt mágneses momentumuk, akkor ezek a mágneses tér hatására többé vagy kevésbé rendeződnek és ez adja a paramágneses anyag mágnesezettségének a döntő részét (Részletesebben lásd Neugebauer Tibor: A mágnesség elmélete a modern fizikában, Fizikai Szemle 4, 2, 1954) Minthogy az atomi állapot kvantumszámait spektroszkópiailag meghatározhatók, az atomszínképek szerkezete, mágneses térbeli felhasadása alapján következtetni lehet az atomok mágneses tulajdonságaira is.

Említsünk meg néhány konkrét példát. Az atomos hidrogénnek alapállapotban nincsen pályamomentuma ( $l = 0$  S-állapot), de az egyetlen elektron spinmomentuma kompenzálatlan. Az atomos hidrogén tehát alapállapotban paramágneses és mágneses momentuma az elektron spinjétől származik. A hidrogénmolekulában az atomok alapállapota S-állapot (az elektronok pályamomentuma zérus) és a két hidrogénatom elektronjának spinjei ellentétes irányúak; ezért a hidrogénmolekula diamágneses. A héliumatom alapállapotában mindkét elektron pályamomentuma zérus, a két elektron spinje ellentétes irányú, tehát a héliumatomnak alapállapotban nincsen mágneses momentuma: a héliumgáz diamágneses.

#### A Pauli-elv

Az előbbiektől értelmében az elektron atomi állapotát négy kvantumszámmal jellemezhetjük: az  $n$  főkvantumszámmal, az  $l$  mellékkvantumszámmal, az  $m$  mágneses kvantumszámmal és az  $s$  spinkvantumszámmal. Többelektronos atomban az egyes elektronok pályamomentumai vektoriálisan összeadódnak és eredőjük adja az atom eredő,

kvantált pályamomentumát. A spinmomentumok vektoriális eredője ismét kvantált. A pályamomentumok és a spinmomentumok eredője szolgáltatja az atom teljes, kvantált impulzusmomentumát. (A tapasztalat szerint ez az ún. Russel—Saunders-féle kapcsolódás a nehéz atomokra nem érvényes). A viszonyokat a spektroszkópiában szimbolikusan szokás jelölni. A  $2^3 P_1$  szimbólum például olyan atomi állapotot jelöl, amelyben az elektronok főkvantumszáma 2, a  $P$  azt fejezi ki, hogy az eredő pályamomentum  $2\hbar$  ( $L = 2$ ), a 3 index azt jelenti, hogy a term egy tripllett termrendszer egyik tagja, az 1 index pedig azt, hogy a pálya és a spinmomentum eredője  $1\hbar$  ( $J = 1$ ). Általában ha az eredő pályamomentum  $0, 1\hbar, 2\hbar, 3\hbar, \dots$ , a megfelelő atomi állapotot S, P, D, F... betűvel jelöljük.

A héliumatom termrendszerének analízise arra a meglepő eredményre vezetett, hogy a héliumatom magasabb energiájú, gerjesztett P, D, F... állapotai mind a szingulett, mind a tripllett rendszerben megvannak, az  $1^1 S_0$  szingulett állapotnak megfelelő  $1^3 S_1$  tripllett állapot azonban nem fordul elő. Ennek a tapasztalati eredménynek alapján állította fel W. Pauli a róla elnevezett elvet (1925).

A héliumatom  $1^1 S_0$  alapállapotában elektronjainak kvantumszámait:

$$n_1 = 1, \quad l_1 = m_1 = 0, \quad s_1 = \frac{1}{2};$$

$$n_2 = 1, \quad l_2 = m_2 = 0, \quad s_2 = -\frac{1}{2}.$$

A két elektron állapota tehát csak a spin irányításában különbözik. A nem létező  $1^3 S_1$  állapotban viszont a két elektron spinje is egyező irányú lenne, vagyis az elektronoknak mind a négy kvantumszáma megegyezné. Abból a körülményből, hogy ez az állapot nem létezik, Pauli azt az általános következtetést vonta le, hogy a természetben az atomok és atomi rendszerek csak olyan állapotban lehetnek, amelyekben bármelyik két elektronjuknak legalább az egyik kvantumszáma különbözik. Vagyis az atomban két elektron sohasem lehet azonos kvantumszámokkal jellemzett állapotban.

A tapasztalat a Pauli-elvet teljes mértékben igazolta. Alapvető jelentősége van az elem viselkedésének leírásában és a periódusos rendszer szerkezetének értelmezésében, amelyért Paulit 1945-ben Nobel-díjjal tüntették ki.

(Folytatása következik)

Szabó János

Eötvös Loránd Tudomány Egyetem  
Elméleti Fizikai Intézete



## A PÉCSI ORVOSTUDOMÁNYI EGYETEM BIOFIZIKAI INTÉZETE

Egyetemünk fizikai tanszéke már a háború előtt javaslatomra mint Orvosi-fizikai Tanszék (Medizinische Physik) szerepelt, 1947 óta hivatalosan is Biofizikai Intézetnek nevezzük egyetemünk fizikai intézetét. Érdekes, hogy nemcsak távolállók vagy „konkurrens” szakmák részéről találkozott a „Biofizika” itthon bizonyos értetlenséggel, de művelői sem fogták és fogják fel egyenesen ezen most kialakuló tudománynak jelentőségét és területét. Így pl. 1954-ben Berlinben a Német Tudományos Akadémia elnökénél — több különböző országból való akadémikus közt — lefolyt beszélgetésben csak elég részletes fejtegetésem után jött létre egyetértés abban, hogy a biofizika területét helytelen leszűkíteni pl. sugárbiológiára, hanem a biofizika éppúgy teljes általánosságban a biológiai jelenségek fizikája, mint ahogy a biokémiával kapcsolatban elfogadták ezt az egészen általános jelentőséget.

Alighanem a tájékozatlanság, másrészt talán bizonyos oldalakról érvényesülő ellenállás is szerepet játszik abban, hogy e tudományok nehezen fejlődik, ez viszont magyarázza, hogy az egyetemek biológiai szakmáin nem biofizikát oktatnak, ami érdekelné a hallgatókat, hanem ismétlik a középiskola fizika anyagát, amiért viszont számos helyen kétségek vonják ezen oktatás létjogosultságát, nem is egészen alaptalanul. Másrészt amíg nincsenek biofizikai tanszékek és nem nevelhetők megfelelő számú szakember (mert nincs hova), addig persze nem fejlődik megfelelően ez a tudomány.

A mi intézetünk oktatásban eddig kénytelen volt bizonyos kompromisszumra fizika és biofizika között, tekintettel a többi felsőoktatási biológiai intézmény fizika-oktatására. De azért persze nem untattuk a hallgatókat a 6 egyszerű gép újra-ismétlésével, hanem az emelől rövid megismétléssel beszélünk az alkar-biceps gyorsemelőről, a középfül-csontok szögemelő mivoltáról, stb. Példaként álljon itt még: a félkörös ívjáratok folyadéktartalmának és az otolitoknak szerepe az egyensúlyozásban (tehetetlenség), egyes sajátságok az ember csontrendszerében (rugalmasság, szilárdság), audiometria (hangtan), vérkeringés (folyadékok), állati-szénrendelése (adszorpció), biológiai folyadékmobilizáció, ill. koncentrációs munka (oszmózis), elektromos jelenségek ion-eltolódásokból (diffúziós és koncentrációs potenciál), ingerület (elektronbiológia, félvezető), szemüvegrendelés egyszerű gyakorlaton való végrehajtása (lencsék), refraktometria (törés, teljes visszaverődés), kolorimetria (fényelnyelés), mikroszkóp használata, polarizációs — és fáziskontraszt mikroszkóp (diffrakció), lángfotometria (spektroszkópia), „kvarcolás” (elektromágneses spektrum), mikrostruktúra (X-sugár), szubmikrostruktúra, elektronmikroszkóp (kvantumteória), radioaktivitás és sugár-ártalom és mérésük stb. stb.

A Biofizikai Intézet kutatási tematikája 4 főterületre terjed, amelyek közül három több évtizede dolgozunk. 1. izom, 2. folyadékmobilizáció és koncentrációs munka 3. sugárbiológia és új a 4. a félvezető tulajdonságok a biológiában.

1. Az izom biofizikáján 4 évtizede folyik a munka, de csak 1948 óta elfogadható lehetőségek között. Fontosabb szektorok ezen a területen: a) a mechanikus működés előtti és az akciós árammal kb. szinkron és parallel térfogatcsökkenés, mint jele az ingerülettel járó ionisatiónak. b) Az izomtevékenységgel együttjáró kálium-leadás és Na-felvétel. c) Az erő kifejtéssel, ill. feszüléssel járó miozin-kristályosodás. d) Az izom víztartalmának jelentős része duzzadással és nem oszmózisosan „kötött” víz. e) Víz tartalom szerepe az izom-működésben. f) A harántcsíkos izom mikrostruktúrájában a fibrilla ill. a fibrillákat összekötő Z-képlet szerepe. g) Az izom mikrokalometriával mért hőtermelése.

h) Az izom nagyfrekvenciás vezetőképesége. i) Az izom rugalmassága. j) Az izom specifikus funkciója és anyagcsereje. k) Passzív feszülés és anyagcsere fokozódás. l) Training, fáradás, izomszakadás stb.

2. A biológiai folyadékmobilizáció, ill. koncentrációs munka kérdése kiterjed úgyszólván az élőlények egész területére, kezdve az egysejtű pulzáló vakuolájába, ill. intracelluláris kapillárisaiba történő folyadéktermeléstől egészen pl. az ember nyálkésztéséig. A sok kísérleti adattal szemben csaknem minden szerző a jelenség mechanizmusának teljes ismeretlenségét ismeri el. A *termoozmózis* elnevezés nem tőlünk származik, de a jelenség kétségtelen kimutatását modellen és elméleti megalapozását tudomásom szerint először mi adtuk. A dolog lényege, hogy a meleg oldat képes hígítani a tőle szemipermeabilis hártárral elválasztott hideget a *koncentrációs irányban*, azaz miközben a meleg folyamatosan koncentráltabb lesz, a hideg folyamatosan hígul.

Ugyancsak koncentrációs folyamattal jár a termodiffúzió, amelynél — mint ismeretes — a melegebb helyről a hidegebbre diffundál a nagyobb vagy nehezebb részecske pl. egy oldaton belül. Erre a mechanizmusra is van — véleményünk szerint — alkalom a biológiai rendszerekben, amennyiben egyes intra- ill. extracelluláris struktúrák és a bennük fellépő hőgradiens megfelelnek termodiffúziós folyamat lehetőségének. Mi kimutattuk az általunk *kapilláris termodiffúzió*nak nevezett jelenséget, amelynek esetleg juthat biológiai szerep pl. a vizeletkésztés bizonyos stádiumában.

3. A sugárbiológia területén kezdetben a  $K^{40}$  természetes radioaktivitásának biológiai jelentőségét vizsgáltuk, vizsgáljuk még ma is. — Mióta radioaktív izotópokkal kísérletezhettünk, több irányban végeztünk kutatást. a) Megállapítottuk, hogy a  $K^{42}$ ,  $Na^{24}$ ,  $J^{131}$ ,  $P^{32}$  képes a reverzibilisen megállított békaszív automatáját helyreállítani. b) Az évtizedek óta folyó vitában úgy látszik sikerült eredeti álláspontunkat az izom kötött káliumáról  $K^{42}$  kísérletekkel alátámasztani. c) Idegen és izom igazoltuk —  $K^{42}$  és  $Na^{24}$ -el — évtizedek óta hangoztatott állításunkat, hogy az ingerületnek tulajdonított  $K-K^{42}$ , ill.  $Na-Na^{24}$  cserében a direkt áramhatásnak döntő szerepe van. d) A  $P-P^{32}$  csere paradoxonnak látszó tényét mutattuk ki, amely szerint fiziológiai működésben csökken e csere nyugalomhoz képest.

4. A kvantumbiológia, ill. az elektronbiológia területére tartozik azon feltevésünk, hogy a biológiai rendszerek működésében alighanem fontos szerepet játszik egyes struktúraelemeknek félvezető tulajdonsága. Mint-hogy a félvezető-szerep egyik alapvető tulajdonsága abban látható, hogy a vizsgált jelenség elektron-folyamatra vezethető vissza, ezért fentebb már jelzett eredményünket az izotópok szíva automatizmust megindító hatásáról koncepciónk alátámasztásaként véljük értékelhetni. — De feltételezünk általánosabb kapcsolatot is a sugárzás és félvezetőtulajdonság között, amely alapvető fontosságú momentumnak látszik a biológia területén. Éspedig gondolunk azokra a legújabb eredményekre, amelyek szerint korpuszkuláris besugárzás új félvezető tulajdonság fellépését eredményezheti, másrészt pedig félvezetőben lejátszódó folyamatok (elektronok és lyukak rekombinációja) sugárzási effektussal járhatnak. Az a gyanunk, hogy ezek az adatok továbbfejlesztve elvezethetnek a biológia alapproblémájához, az élet keletkezésének kérdéséhez, gyakorlatban pedig elősegíthetik az élő anyag laboratóriumi előállítását, amit ma a biológia legelső feladatának tartunk. Továbbá fontos szempontokat nyerhetünk ezen úton a ma is problematikus biológiai energetika területén. — Mindenesetre reméljük, hogy intézetünk félvezető és sugárbiológiai részlegének összeműködése érdekes eredményeket fog termelni.

Ernst Jenő



## A KÜLFÖLD HÍREI

A „Robbe” amerikai kutatóhajón dr Wunsun geológus a Fülöp-szigetek közelében 5000 m mélységből igen erős radioaktívítást mutató mélytengeri halakat fogott. Az egyik rája sugárintenzitása nagyobb volt, mint tíz röntgenkészüléké. A rája által kibocsátott sugárzás intenzitása a szívverés ütemében változott. Érdekes, hogy az ember számára halálos veszedelmet jelentő sugárzás e megfigyelések szerint — úgy látszik — egyes mélytengeri halaknál az élet megszokott feltételei közé tartozik. Jelenleg még nem ismerik a halak által felvett radioaktív anyagok eredetét. Feltehető azonban, hogy a tenger mélye radioaktív közet-lelőhelyeket rejt. (Physikalische Blätter.)

\*

Brit hivatalos adatok szerint az elmúlt évben mintegy 40 000 rákos beteget gyógyítottak meg radioaktív izotópok felhasználásával. (Naturwissenschaften)

A Német Szövetségi Köztársaságban 240 cég alkalmaz radioaktív izotópokat vastagságmérés céljára. (Naturwissenschaften)

\*

Walter Gerlach müncheni fizikaprofesszor egy a Süd-deutsche Zeitunghoz írt nyílt levélben megírta, hogy azért nem vett részt a német televízióban a Bundeswehr atomfelfegyverzéséről tartott vitában, amelyben a televízió-program szerint vitapartnerként szerepelnie kellett volna, mert Franz-Josef Strauss szövetségi hadügyminiszter nem tartotta kívánatosnak részvételét. (Spiegel)

\*

1958 decemberében teljes teljesítménnyel üzembe helyezték a frankfurti egyetem magfizikai intézetének 50 kW-os reaktorát. Ez a Német Szövetségi Köztársaság második reaktora. (Atomnaja Energija)

## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSA

**A tehetetlenség izotróp jellege.** A mechanika és a gravitáció elméletének egyik legfontosabb feltételezése az, hogy a testek tehetetlen és gravitáló tömege a testek mozgásállapotától függetlenül és pontosan egyenlő. Ez a feltevés természetesen csak extrapoláció. A valójában csak véges — bár elég nagy — pontosságú mérési eredményeket emel végtelen pontosság rangjára. Hasonlóan elég pontos tapasztalati tény az is, hogy az állócsillagok valóban inerciarendszert valósítanak meg. Ez utóbbi megfigyelés alapján mondotta ki Ernst Mach azt az elvet, hogy a világegyetem bármely helyén levő anyagi test tehetetlenségét az állócsillagok okozzák. A kérdéses anyagi test gyorsítását ugyanis az állócsillagok, pontosabban a világmindenség össztömegének gravitációs ereje akadályozza. Ez az össztömeg első közelítésben egyenletes és izotróp eloszlást mutat. Pontosabb vizsgálat azonban azt mutatja, hogy a tömegeloszlás nem egészen egyenletes és az izotróptól is eltérő. Ha a Mach-elv helyes, akkor az eltérés okvetlenül módosítja a mechanika és a gravitáció törvényeit. Ez a módosítás esetleg a gravitációs erőhatás és az elektrosztatikus erőhatás közti rokonságot meg is szüntetheti.

G. Cocconi és E. Salpeter kísérleti vizsgálatokat javasol az anizotrópia kimutatására s így a Mach-elv kísérleti igazolására. Az eddigi tapasztalati tények alapján megállapíthatjuk, hogy egy erő által létrehozott gyorsulás elég pontosan az erő irányába mutat és az erő és gyorsulás abszolút értékének hányadosa az erő irányától független. Így a rendelkezésünkre álló tapasztalatok alapján a tehetetlenséget izotróp jellegűnek, a tömeget pedig skalárnak tekinthetjük. Ha a Mach-elv igaz, akkor ez a megállapítás is csak első közelítésben helyes. A Galaktika tömegeloszlásában megmutatkozó aszimmetriák a tehetetlenség szimmetriáját is elrontanák. Ha a tehetetlenség anizotróp jellegű, akkor Newton második

axiomáját  $F_i = \sum_{k=1}^3 M_{ik} a_k$  alakban kell írni, ahol  $F_i$  és  $a_k$

az erő és gyorsulás vektorkomponensei  $M_{ik}$ -k pedig a tömegtenzor komponensei. Ha a tehetetlenség még a helynek is függvénye, akkor az  $M_{ik}$  komponensek is helyfüggvények. Az anizotrópia mértéke igen erősen függ attól, hogy az anizotróp tömegeloszlás hatása milyen távolságfüggést mutat. De függ azoktól az adatoktól is, amelyeket ma még nem ismerünk kellő pontossággal (pl. a világegyetem sugara, sűrűsége). A becslések szerint a tömeg anizotróp részének és a teljes tömegnek az aránya  $10^{-7}$ – $10^{-11}$  nagyságrendű.

Az anizotrópiának elvben a makroszkopikus mérőműszerekre is van hatása. Azonban a kvarcórák által

csak viszonylag nagy, kb.  $10^{-8}$ -on nagyságrendű relatív anizotrópia mutatható ki. A jelenség vizsgálatára sokkal alkalmasabbak lesznek azok a mikrohullámú spektroszkópiai eljárások, amelyekkel Lamb a hidrogén és deutérium színképekének finomszerkezetét, Kush és Foley pedig a színképvonalak gyenge mágneses térben tapasztalt Zeemann-felhasadását tanulmányozták. A Föld forgásának következtében ugyanis az alkalmazott mágneses erőter irányja nem mutat mindig a Galaktika középpontjába. Ezért Lamb szerint remélhetjük, hogy a huzamosabb ideig folyamatosan elvégzett mérésekből még a  $10^{-11}$  nagyságrendű relatív anizotrópia vizsgálatára is lehetőség nyílik az elkövetkezendő években. (Nuovo Cimento, X. 10. 646, 1958.)

A. I

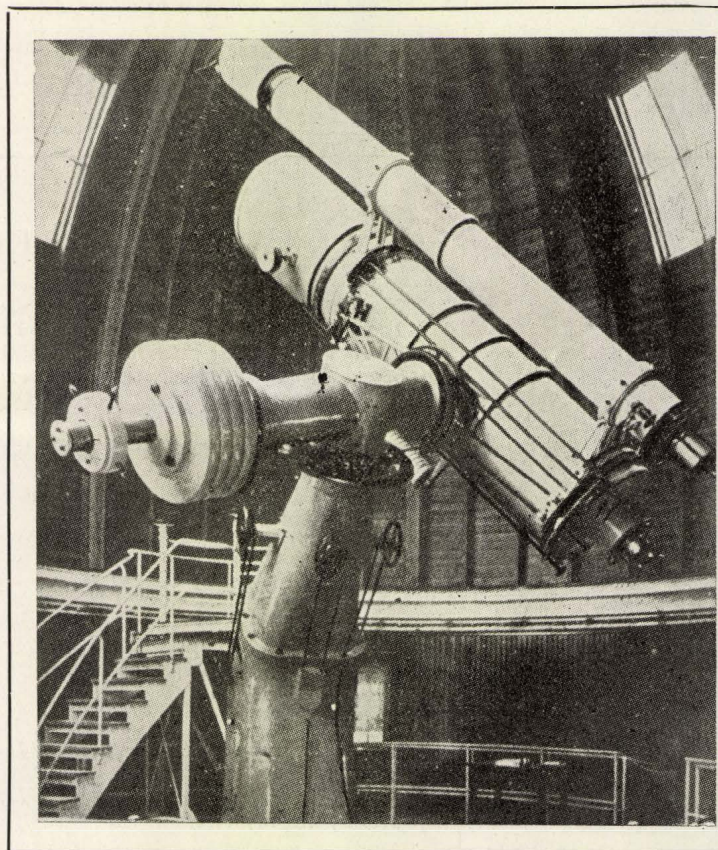
**A  $\Lambda$ -hyperon bétabomlása.** Az elektron és neutrínó kibocsátásával járó béta-bomlás jelenségét az atommagoknál a század eleje óta ismerjük. Az elmúlt húsz esztendő kísérleti kutatása több újonnan felfedezett részecskéről derítette ki, hogy ugyancsak képes elektron kibocsátása útján béta-átalakulásra. Ilyen a müon (bomlása:  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$ ), a K-mezon (amely elektron és neutrínó kibocsátása mellett  $\pi$ -mezonra bomlik:  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + e^\pm + \nu$ ,  $K^0 \rightarrow \pi^\mp + e^\pm + \nu$ ), végül pedig a  $\pi$ -mezon. (A  $\pi$ -mezon béta-bomlásának felfedezéséről legutóbb e helyen beszámoltunk.)

Elméleti megfontolások alapján a nukleonoknál nehezebb elemi részecskéknél, a hyperonoknál is várható a bétabomlás, a legutóbbi időkig azonban nem sikerült ilyen átalakulásokat megfigyelni. Az első híradás 1956-ból származik. Ekkor Hornbostel és Salant magemulzióban megfigyeltek egy eseményt, amelyet valószínűleg a  $\Sigma$ -hyperon bétabomlásának kell tekinteni. A kaliforniai egyetemen dolgozó kutatócsoport most egy buborékkamrában lefényképezett eseményt írt le, amely a  $\Lambda$ -hyperon bétabomlásának első, kétségtelen példája. A hidrogénnel töltött buborékkamrában Bevatronnal gyorsított, 1,23 GeV/c impulzusú  $\pi^-$ -mezon  $\Sigma^- + K^0$  párt hozott létre.  $\Sigma^-$  gammasugárzás útján  $\Lambda^0$ -hyperonra alakult, majd a  $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$  bétabomlás következett. A kutatócsoport ezt az egyetlen esetet 1042  $\Lambda^0$ -bomlás megvizsgálása során találta. A  $\Lambda^0$ -rész bétabomlását mutató első felvétel után rövidesen egy másik kaliforniai csoport még egy felvételt talált. Megemlítjük, hogy az univerzális fermikölcsönhatás Gell-Mann- és Feynman-féle elmélete szerint minden  $63 \Lambda^0$ -bomlás közül egynek bétabomlásnak kell lennie. (Phys. Rev. Letter 1 (1958) 377, 380).



# FIZIKAI SZEMLE

IX. ÉVFOLYAM  
1959.



7.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT





Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Mátrai Zemplén Jolán, Somogyi Antal, Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrini Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túrini Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat  
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.  
Távbeszélő: 111-010\*

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hírlap Irodánál (Budapest, V., József nádor tér 1)  
és bármely postahivatalnál

Csekkszámlaszám: egyéni 61257, közületi 61066 (vagy átutalás a M. N. B. 47. sz. folyószámlájára)

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft  
Megjelenik évente tízszer

## TARTALOMJEGYZÉK

*Horváth Árpád*: A 350 éves távcső  
*Domokos Gábor*: A nukleonok elektromágneses szerkezete  
*J. Dyson*: Az új születése a fizikában  
*Szabó János*: Elemek, atomok, periodusos rendszer IV.

### A FIZIKA TANÍTÁSA

*Vermes Miklós*: Folyadékok különböző hőkitérjedésének bemutatása  
*Vermes Miklós*: Mérőkísérletek az ellenállásnak a hőmérséklettől való függésére

### EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK KÖNYVSZEMLE

## СОДЕРЖАНИЕ

*А. Хорват*: 350-летний телескоп  
*Г. Домокош*: Электромагнитное строение нуклонов  
*Дж. Дейсон*: Рождение нового в физике  
*Я. Сабо*: Элементы, атомы, периодическая система IV.

### ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

*М. Вермес*: Демонстрирование различных тепловых расширений жидкостей  
*М. Вермес*: Измерительные опыты по зависимости сопротивления от температуры

### ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ ОБЗОР КНИГ

## INHALT

*Á. Horváth*: Das 350jährige Fernrohr  
*G. Domokos*: Die elektromagnetische Struktur der Nukleonen  
*J. Dyson*: Geburt des Neuen in der Physik  
*J. Szabó*: Elemente, Atome, periodisches System IV.

### UNTERRICHT DER PHYSIK

*M. Vermes*: Demonstration der verschiedenen Wärmeausdehnung von Flüssigkeiten  
*M. Vermes*: Messversuche über die Abhängigkeit des Widerstands von der Temperatur

### NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN BUCHBESPRECHUNG

Címkepünk: A szabadsághegyi Csillagvizsgáló Intézet 60 cm-es távcsöve

A kiadásért felelős: Bernát György az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

A kézirat beérkezett 1959. V. 8. — Példányszám: 1500 — Terjedelem: 3.5 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, — 48956/59 — Felelős vezető: Bernát György



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IX. évfolyam

7. szám

1959. július

## Háromszázötven éves a távcső

A természettudományok fejlődése egy-egy műszer feltalálása révén időnként ugrásszerűen halad előre. Mintha ablak nyílt volna az új eszköz nyomán, amelyen át új tájak, új perspektívák bontakoznak ki a kutató ember előtt.

A csillagászatban a távcső feltalálásával hatalmas lendület a tudomány.

Az ókori, középkori csillagász — még Kopernikus is — szabad szemmel kutatta az eget: a szögmérőműszerek, astrolabiumok irányzó készülékén még semmiféle optikai eszköz nem könnyítette meg az észlelést. A nagy törvényszerűségeket geometriával, matematikával és filozófiai okoskodással próbálták meglátni és megállapítani. Csak csodálni tudjuk éleselméjségüket, amivel a különféle rendszereket kigondolták, bámulni tudunk határtalan szorgalommal összeállított táblázataikon, csodálatos kézügyességgel és pontossággal készített óráikon és különféle műszereiken.

Az okoskodás azután néha helytelen dedukcióra vezetett, gondoljunk csak az évszázados munkával felépített áltudományra, az asztrológiára.

A távcső feltalálásával az ember betekintést kapott az égitestek világába, a 17. század hajnalán megláthatta a holdhegyeket, majd Herschel óriásteleszkópjaival felderíthette a Tejútrendszer és az állócsillagok világát; korunk reflektorai és rádiótávcsövei a távoli, sötét mélységek és extragalaktikák világába engednek bepillantást.

A színképelemzés kidolgozásával a csillagvilág anyagi egységére derült fény, majd a mesterséges holdak és bolygók elvitték az embert a világ-egyetem küszöbére, talán nincs messze az idő, amikor az ember közelről szemlélheti az egykor elérhetetlennek hitt világokat.

A távcső története az elméleti tudományok és gyakorlat összefonódásának szép példája, története az emberi szellem fejlődésének egyik legvonzóbb fejezete. Németországban és Angliában a távcső feltalálásának 350 éves évfordulója alkalomával hatalmas, szép munkák jelentek meg. Mi ezúttal röviden áttekintjük a háromszázötven éves fejlődést, a legrégebb nyomoktól a közeljövő perspektívájáig.

Ki találta fel a távcsövet és mikor?

Mint minden találmány, úgy a távcső körül is régóta vitáznak az elsőbbséget illetően. 1608. október 2-án, a Weselből származó Hans Lip-

pershey szemüveggészítő Hágában, beadvánnyal fordult az egyesült németalföldi tartományok kormányzóságához, melyben 30 évre szóló gyártási egyedáruságot — szabadalmat — kért az általa feltalált távcsőre.

A kortársak úgy mondják, hogy Lippershey munka közben mindkét kezében egy-egy kész szemüveglencsét tartott s szórakozottan úgy tartotta a két lencsét, hogy egyszerre lásson át mindkettőn a távoli templomtorony szélén lengő szélzászló felé. Megrökönyödve vette észre, hogy a szélzászló egészen közelinek látszik. Nagyon könnyen meglehet, hogy így történt.

A hivatalos körök hamarosan 7 tagú bizottságot küldtek a találmány megvizsgálására. Még be sem fejezték a vizsgálatot, Lippershey újabb műszert mutatott be, két szemre használható — binokuláris — távcsövet.

Lippershey a szabadalmat nem kapta meg, gondolatát nem tartották eredetinek. Csupán megjutalmazták a feltalálót és számos műszert rendeltek nála. Hollandia tengerésznemzet volt, azonnal felismerték a távcső óriási hasznát s talán nem akarták, hogy egyetlen műhely kapjon egyedáruságot, hiszen fontos volt, minél előbb, minden hajót legalább egy műszerrel felszereljenek.

Henry C. King 1955-ben Angliában és Amerikában megjelent könyve szerint lehetséges, hogy a távcsövet Itáliában találták fel. M. C. de Waard egy 1634-ből való, Isaac Beeckman (Descartes barátja) által írt feljegyzést talált, amely szerint Johannes Jansen (Zachariassnak, a mikroszkóp feltalálójának fia) elmondotta neki, hogy *apja 1604-ben készített távcsövet egy itáliai modell után. Az olasz távcsövön írás jelezte, hogy 1590-ből való.* Lehetségesnek tartja a fentemlített szerző, hogy Porta, az érdekes életű — misztikus felfogású — olasz természettudós készítette. Ez a műszer került volna Hollandiába s ennek alapján készültek volna a hollandi távcsövek. Egy ilyen került volna vissza Itáliába, ahol azután Galilei kezébe jutott.

Galileo Galilei egy levelében azt írta, hogy „a dioptrika törvényeiből vezettem le a távcsövet”, de ennek a felfedezésnek előzményei voltak.

1609-ben a velencei Signoriának felajánlottak egy hollandi messzelátót jó borsos áron (1000 zecchinoért). A magas ár miatt a Signoria felkérte Sarpi matematikust és Galileit, adjanak

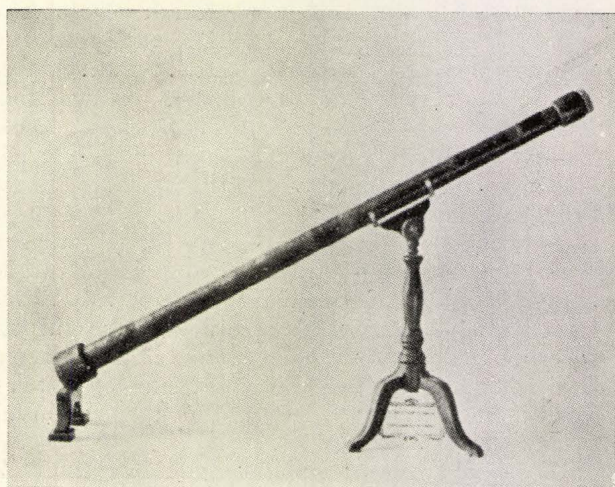




1. ábra. Galilei bemutatja távcsövét a Doge-nak. (Martellini festménye Firenzében)

róla szakvéleményt. Galileinek bizonyára elég volt egy pillantást vetni a műszerre, hogy lényegét felismerje és a kitűnő velencei üvegcsiszolókkal elkészíttethesse. A lencsét azután egy orgonasípbba helyezte és a távcsövet 1609. augusztus 21-én a Szent Márk téren levő harangtorony erkélyén bemutatta a velencei nagyoknak. A jelenetet a firenzei „régiszerkezetek múzeuma”-ban falfestmény örökítette meg. 1. ábra.

A bemutatóról szóló jegyzőkönyvet Antonio Priuli vezette és többek között a következőket írta: „*Tartsuk egyik szemünkhöz a csövet és csukjuk be a másikat. Látni fogjuk Treviso házait, a padovai San Giustina templom arkádjait és megismerjük a muranoi San Giacomo templomból kijövő polgárokat.*”



2. ábra. Galilei nagytávcsöve Firenzében, a régi instrumentumok múzeumban

Ma már nehéz lenne eldönteni, Galilei valóban — meghallva a távcső híret — saját maga próbálta akár szerkesztéssel, akár próbálgatással összeállítani a távcsövet, vagy a bemutatott messzelátót másolta le, tény, hogy tudományos megfigyelésekre ő használta először, az ő nevével hozták kapcsolatba Itáliában és ezért is nevezik máig hollandi vagy Galilei-féle messzelátónak.

Galilei észlelte először — távcsövével — a holdhegyeket, a Jupiter holdjait, a Vénusz fényváltozásait, s ezek a felfedezések, mint a futótűz terjedtek Európában.

Egyik — csillagászati kutatásokra használt — nagyméretű távcsövet a firenzei múzeumban őrzik. 2. ábra.

Személyes élményem is fűződik a nevezetes műszerhez. Egy nyári délutánon — múzeumszüneti napon — az igazgató végigvezetett a gyűjteményen. Nem tudtam megállni, hogy meg ne simogassam az érdekes műszert, mire az igazgató mosolyogva megjegyezte, hogy pár év-tizeddel előbb Flammarión, a csillagászat nagy költője is ugyanilyen megrökönyötten időzött a távcső mellett.

A hollandi vagy Galilei-féle távcső szerkezete közismert. Elöl kétszerdomború tárgylencse valószínűs, fordított, kicsinyített képet vetít a hátul levő kétszerhomorú szórólencse elé olyképpen, hogy a szemlélő egyenesállású, képzetes képet lát. Úgy látjuk a képet, mintha kulcslyukon át néznénk s a kép a tárgylencse előtt lenne. A gyűjtőlencse és szórólencse gyűjtőtávolságának különbsége adja a nagyítást.

Az egykorú Galilei-féle távcsövek lencséinek általában csak a középső részét lehet kihasználni. Századunk húszas éveiben megvizsgálták Galilei műszereit. Az egyik eszköz 14-szeres nagyítást adott. A Kopernikus és Eratorsthenes-krátereket jól lehet látni a Holdon, úgyszintén a Jupiter holdjait is. Gyűjtőtávolsága 132,7 cm. Van még



egy hússzoros nagyítású távcsöve is, ennek aper-túrája — kihasználható lencsenyílása — csupán 1,6 cm, képalkotása rossz, a Saturnus-gyűrű nem látható vele, csupán egy ellipszissé torzult kép. Az eredeti Galilei-távcsöveknek csillagászati ér-telemben vett (pl. azimutális vagy ekvatoreális) szerelése nincs s így szögek mérésére nem alkal-masak.

A hollandi távcsőnek alapvető elvi hibáira majd rámutatunk. Feltalálása idejében ezek a hibák még nem jelentkeztek, örültek, hogy egy-általán használni lehetett a műszert. Gyakorlati nehézségek tömegével mutatkoztak. A lencsék csiszolása még nagyon kezdetleges volt, a gömbi (szférikus) és színi (kromatikus) hibák kijavításáról szó sem lehetett, ezért a távcsövek optikai fel-oldóképessége nagyon rossz volt. Galilei például látta, hogy a Szaturnusz alakja eltér a többi égi-test alakjától, a gyűrűt azonban nem ismerte fel. A gyűrűt gyűrűnek először Huyghens látta.

A csillagászati távcsövet Kepler találta fel, elméleti úton. Huyghens még azt írta a távcső fel-találásáról, hogy csupán a fény tulajdonságai alapján a legzseniálisabb egyén sem tudta volna feltalálni a távcsövet, Kepler azonban — miután részletesen kidolgozta a Galilei-féle messzelátó elméletét és megtalálta elvi — legyőzhetetlen — hibáit, csupán számítással és szerkesztéssel alkotta meg máig használt távcsőrendszerét. Eredeti le-írását Kepler *Opera omnia* c. 9 kötetes művének II. kötetében találjuk meg.

Érdemes tudnunk, Kepler sohasem volt meg-figyelőcsillagász, látászavara miatt nem dolgoz-hatott távcsővel, a tárgyak képét kettőzöttnek látta. Távcsövét csak megszerkesztette, de soha sem készítette el. Üvegcsiszolással — műszertech-nikával nem foglalkozott. Készített ugyan egy holdképek előállítására szolgáló, alapgondola-tában szellemes, kivitelében azonban nagyon primitív faműszert. Kepler mint elméleti fizikus is igen figyelemre méltó munkásságot fejtett ki, de a csillagász Kepler híre elhomályosította a fizikus Keplerét.

Kepler „főnöke” Tycho Brahe csillagászati megfigyeléseinél számításba vette a sugártörést is. Lehetséges, hogy Kepler, aki magát Tycho „szám-szolgájának nevezte, optikai munkássága ezekkel a vizsgálatokkal kezdődött. Első — bevezető — munkája, az *Ad Vitellonem paralipomena qubus astronomiae pars optica traditur* után jelent meg a híres *Dioptricae, Augustae Vind., 1611* című optikai munkája. Ebben sokat szól a beesési és törésszög viszonyáról, de a kérdést nem tudta tisztázni. A lencsék sugármenetét elméleti úton vizsgálva meghatározta a síkdomború és kétszer-domború lencsék gyújtópontjának helyét.

Saját távcsövét csak azután tervezte meg, miután a hollandi távcső elméletét kidolgozta. Műszere — közismerten — egy kétszerdomború tárgylencse és egy ugyancsak kétszerdomború szemlencse kombinációja. Fordítottállású valódi képet ad, de csillagászati megfigyeléseknél a for-dított kép nem zavar.

A Kepler-rendszerű távcsövet tudományos megfigyelésekre Francesco Fontana használta először. Ő a Schyrle által feltalált okulárt is alkalmazta, amivel a kép egyenesállásúvá fordult és így földi használatra is alkalmassá vált (ter-resztrikus távcsőokulár). Fontana egy nyolc-lencsés távcsövet készített.

A tudományos műszerteknika egyik úttörője Scheiner — akinek neve a Galilei, Fabricius, Scheiner-féle napfoltvitából ismeretes — egy Kepler-távcső segítségével a kivetített napképet tanulmányozta, műszerének ekvatoreális szerelést adott. Ő használt először napmegfigyelésre színes-üvegből készült lencsákat, amit azután hama-rosan színesüveg fénytompítószűrőkkel cserélt fel. A Nap megfigyeléséhez többen megpróbálták „ed-zeni” a szemüket de ez veszedelmes kísérlete-zésnek bizonyult. Galilei is — kortársai szerint — ebbe vakult bele.

A lencsés távcsövek korai időszakának nagy konstruktőrei közül Hevelius danzigi és Huy-ghens hollandus csillagászt kell megemlítenünk.

Hevelius (Hevelke) valódi műkedvelő csillagász, gazdag sörgyáros volt, óriási összegeket áldozott tudomá-nyos kedvtelésére. Pazar szépségű könyveket adott ki s danzigi obszervatóriumában hihetetlen szorgalommal végezte megfigyeléseit. Páratlanul szép és pontos Hold-atlasza máig használható. Ő maga csiszolta lencséit és óriási műszereket épített. Volt egy 45 méter hosszú távcsöve, óriási gerendaszerkezeten, a danzigi városkapu előtt állította fel. Gondolnivaló, hogy ilyen nagy csövet nem lehetett oly merevre építeni, hogy a legkisebb rez-dülésre ki ne szaladjon a kép a látómezőből. Halley — a nagy üstökös-kutató angol csillagász — is látta és leírta, mint olyant, amellyel csak szélesedben lehet dolgozni.

A 17. század másik nagy távcsőmestere Christian Huyghens volt. Ő is készített nagy távcsöveket, lencséit saját találmányú csiszológépén köszörülte, lencséinek fel-oldóképessége már jó volt, meglátta és leírta a Szaturnusz gyűrűjét. Szerkesztett „léglencsés” műszert is, azaz olyant, amelynek lencséi nem tubusban voltak, hanem szabadban elhelyezett állványon.

Vizsgáljuk meg, melyek a hollandi — Galilei — és a csillagászati — Kepler-féle — távcső előnyei és hátrányai. Mindkét rendszer ugyanis nap-jainkig használatos, mindegyiknek megvan a maga helye.

A hollandi távcső rövid és fényerős, szerkezeti hosszát a tárgylencse és a szemlencse gyújtó-távolságának különbsége határozza meg. A Kepler-féle távcső hossza a szemlencse és tárgylencse gyújtótávolságának összegéből adódik. A hollandi távcső egyenesállású képzetes képet ad, Kepleré fordított, valóságos képet nyújt.

A hollandi rendszer fényerős, egyszerű szer-kezet. Összesen négy törőfelületen halad át a fény, ezért erejéből keveset veszít, a nagytátmérőjű lencse aránylag kicsiny képfelületet képez. Szín-házban ez előnyös, mert a legjobban kivilágított színpad is kevés fényt ad. (Csupán az emberi szem rossz becslőképessége okozza, hogy fényesnek látjuk a színpadot.) Távcsővel nézve a színpad erősen kivilágítotttnak látszik.

Az ilyen távcső hátránya, hogy a kicsiny látó-mező a perem felé sötétedik, a látómező a nagyítás



fokozásával csökken. Háromszorosan nagyító színházi távcsőnél a látómező kb  $20^\circ$ , tízszeresen nagyító műszernél alig  $10^\circ$ . Rövidsége viszont nagy előny. Egy háromszorosan nagyító hollandi távcső szerkezeti hossza csupán tízszeres nagyításnál lecsökken  $20\%$ -ra, a rövidülés fele az ugyanolyan nagyítású csillagászatinak; míg 30-szoros nagyításnál csupán  $7\%$ -kal rövidebb a hollandi messzelátó a csillagászatinál. Legfőbb előnye rövidsége, egyszerűsége, olcsósága. A színházi távcsövek mind ilyen szerkezetűek.

Abbe, a jenai Zeiss-gyár világhírű tudományos munkatársa kiszámította, hogy a Galilei-féle távcsövek fényerejét nem érdemes fokozni, mert a gyártási költségek a nagyítással aránytalanul növekednek. Négyszeresnél erősebb nagyítású Galilei-rendszerű messzelátót csak néhány konzervatív angol gyár készít, főleg tengerészeti éjszakai használatra.

Hollandi messzelátót műszerbe nem érdemes építeni, mert célzó vagy irányítójelet — fonalkeresztet stb. — nem lehet alkalmazni úgy, hogy a tárgyat is, a képet is egyforma tisztán lássuk.

Ha a Kepler-távcsövet összetett nagyítóval — mikroszkóp okulár — kombinálják, egyenes-állású, nagyított valódi képet ad a műszer. A tárgylencse gyújtótávolságához a képfordító lencse gyújtótávolságát is hozzá kell adni, amiből következik, hogy a távcső tubusa hosszú lesz: földi használatra kényelmetlen. Mégis elterjedt, főleg a tengerészetben, mert a horizonton felbukkanó hajók nemzetsége, típusának stb. megállapítására nagyon alkalmas. Ma is gyártják — rendszerint nagy tárgylencsével a fénybőség miatt — amatőr-csillagászati, turisztikai és tengerészeti célra. A haditengerészetben a zászlójelzések átvételére kitűnően megfelel, bár igaz, hogy hosszú távcsővel célozni nem mindenki tud, gyakorlat kell hozzá. A hosszúsággal növekszik ugyan a nagyítás, de a látómező csökken, ezért 12-szeresnél nagyobb nagyításnál állványról célszerű használni. Legjobban beváltak a 15–20-szoros nagyítású eszközök.

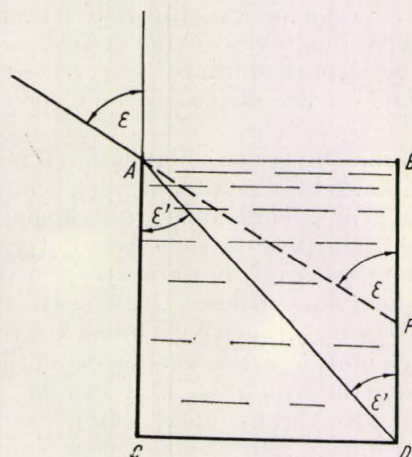
Különös módon a távcsőépítés történetében közel 300 esztendő telt el úgy, hogy a földi használatra legalkalmasabb 6–10-szeres nagyítású távcsövet praktikusán nem tudták megoldani. A hollandi gyenge volt, a csillagászati pedig csak tízszeresnél erősebb nagyításnál volt kifizetődő. A kérdést kielégítően csak a prizmás távcsövekkel oldották meg.

Távcsövet ma sem készíthetünk tetszőleges nagyítással, mert a technikai nehézségek hatványozottan jelentkeznek. A korai távcsőszervezők előtt három feladat volt.

1. Ki kellett dolgozni a lencserendszerek geometriai optikáját, tehát a tervezés tudományos alapját. 2. Meg kellett találni a rossz képalkotás optikai okait. 3. Meg kellett javítani a lencsekészítés technikáját.

A geodéziában nélkülözhetetlen háromszögelés feltalálója, Willebrord Snellius (1591–1626) meg-

ismételte Euklides ősi kísérletét és felismerte a törésszög állandóságát [3. ábra].



3. ábra. Snellius magyarázata a fénytöréshez

$$\frac{AD}{AF} = \frac{\text{cosec } \varepsilon'}{\text{cosec } \varepsilon} = n$$

$\varepsilon$  = beesési szög

$\varepsilon'$  = törés szög

$n$  = törésmutató (állandó)

Tudománytörténetileg érdekes, de túlmesszire vezetne Descartes, Huyghens és Vossius matematikai vizsgálatait ismertetni. Csupán az fontos, hogy a törésmutatók felismerésével elméletileg megalapozták a távcsőtervezés tudományát.

A fókusz-távolság képletét először Bonaventura Cavallieri (Bologna 1598–1647), Galilei tanítványa írta le.

Szerinte :

$$f = \frac{2r_1r_2}{r_1 + r_2}$$

Edmond Halley (1596–1724) nemcsak a tetszőleges sugarú lencsefelületekre, hanem homorú-tükörre is érvényes képletet adott.

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a_1} = (n-1) \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$$

ahol  $a$  a tárgytávolság,  $a_1$  a képtávolság,  $r_1$  és  $r_2$  a lencse két felületének gömbsugara,  $n$  pedig a törésmutató. A képletet később Gauss és mások kijavították.

Lencsés műszerek alig kiküszöbölhető hibája a kromatikus aberráció — színi eltérés — volt. Ezt jóval később, a 18. és 19. század fordulóján tudták csak megoldani. Korán felismerték azonban, hogy a lencsés műszerekkel szemben a tükröknek nagy előnye van: kromatikus aberráció hiánya. Ezért erős nagyításra a tükrök alkalmasabb a lencsénél.

Nicolaus Zucchi (Parma 1586–Roma 1670) a hollandi távcső alapelvét használta fel, de oly módon, hogy gyújtólencse helyett homorú tükröt alkalmazott és a képet szórólencsén át szemlélte. A tükröt kissé megdöntötte, hogy a szemlélő ne



takarja el a képmezőt. Műszere például a Hold megfigyelésére alkalmas volt, de nagyobb területek, például csillagképek, ködök stb. észlelésére kicsiny látómezeje miatt alkalmatlannak bizonyult Cesare Caravagi (1626) és Cavalieri 1632-ben próbálkoztak tükrös távcső készítésével, eredményeiket — ezideig — nem ismerjük.

Mersenne (Paris 1588—1632) tükörteleszkópja 1638-ban készült. Homorú tükrő gyújtópontjában kisebb, ugyancsak homorú tükrő helyezkedett el, és a fénysugár visszaverődve a nagytükrő közepébe fúrt lyukon át lépett ki, ahol szemlélni lehetett. Mersenne Descartes-tal történt megbeszélés alapján mindkét homorú tükröt paraboloid alakúra akarta csiszolni. Sikert-e terve, nem tudjuk, nem valószínű, mert a tükrő parabolizálását akkor még nem ismerték. A skót Gregory (1638—1675) anélkül, hogy Mersenne tervét ismerte volna, megszerkesztette a maga teleszkópját. A képet a tükrő furata mögött elhelyezett gyűjtőlencsén át szemlélte — a terven. Gregory ugyanis csupán elméletileg foglalkozott távcsőszerkesztéssel. Műszere optikáját mások készítették, de a tükröket nem parabolikusan, hanem szférikusan csiszolták. Robert Hooke angol fizikus is szerkesztett tükrös távcsövet, Gregory-rendszerrel.

Newton 1664 óta foglalkozott lencses távcsövekkel. A színi eltérést nem tudta kijavítani, ezért szerkesztett tükrőteleszkópot. Szerkezete olyan, amilyennek ma is ismerjük. A tubusban hátul paraboloid alakúra csiszolt főtükör síktükörre veri vissza a fényt s innét a szemlencsén át a cső oldalán lép ki a fénysugár.

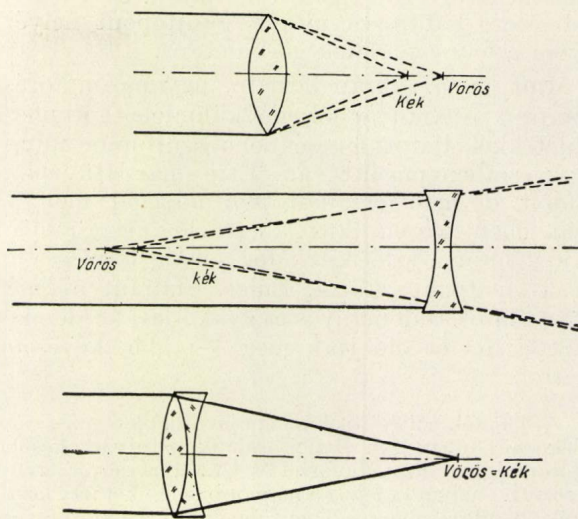
Tükrös rendszerű teleszkópot nagyon sokan szerkesztettek, így Nasmyth amatőr csillagász is — a gőzkalapács feltalálója —, valamint Cassegrain stb.

Newton tükrös mikroszkópot is tervezett. Óriási előnye volna az ilyen mikroszkópnak elsősorban az, hogy tükrre mindenféle hullámhosszú sugarakat egyformán verne vissza, másrészt nagyon forró tárgyak felületét is vizsgálni lehetne vele, ami lencses mikroszkópokkal lehetetlen. A leningrádi állami optikai intézet készített ilyen mikroszkópot. A tükrös mikroszkópok egyelőre nem terjedtek el, számos műszaki kérdés vár még megoldásra.

A tükrös távcsövek legnagyobb mestere William Herschel volt (1738—1822). Hivatásos zenészként élt Angliában, műkedvelésből foglalkozott csillagászáttal és távcsőépítéssel. Műszerei egészen elképesztő méretűek voltak. A legnagyobb műszer tükrének 122 cm volt az átmérője s 12 méter hosszú tubusa, mint egy megdöntött hajókémény függött a bonyolult gerendaállványzat kötélzetén. Ezzel és más kisebb távcsövekkel vizsgálta a csillagos égi szerkezetét, felfedezte az Uránuszt, az infravörös sugárzást stb. Műszerében megdöntött tükrő a tubus felső pereméhez verte vissza a fénysugarakat, távcsővébe tehát „visszafelé” kellett nézni.

A tükrös távcsövek első nagy virágzása a 18—19. század fordulójáig tartott. Ekkor sikerült a lencsék kromatikus aberrációját kiküszöbölni. Ezzel a lencses távcsövek korszaka 100 évre újból éledt.

Euler — a svájci származású, Péterváron élő — nagy matematikus úgy gondolta, hogy ha két lencse közé vizet rétegeznének, a fénysugár a két-féle törésmutatójú közegen áthaladva nem szenvedne színszórást. Az ő elgondolása alapján készített Chester Moor Hall (1704—1771) összetett lencsét. Gyűjtő- és szórólencsét kombinált, a gyűjtőlencsét koronaüvegből, a szórót flintüvegből készítette.



4. ábra. a) Gyűjtőlencse kromatizmusa, b) szórólencse kromatizmusa, c) akromatikus lencsepár

A koronaüveg elnevezés angol üvegfúvóktól származik. A fúvópipára felvett és forgatással korona alakúvá kisélesedő üveglepény neve volt „crown”, azaz korona-üveg. Ez közönséges üveget tartalmazott. A flint-üveg a nyersanyagként felhasznált tűzkőről (flint) nyerte nevét. A régi puskákat azért hívták flintának, mert tűzköves závarzatuk volt.

Eszerint Hall-t tekinthetjük az akromatikus lencserendszer feltalálójának, bár az ő neve idővel feledésbe merült; a feltalálás körülményei nem ismeretesek, csak annyit tudunk, hogy szorgalmas, matematikai és kísérleti kutatással találta meg az akromatizmus megoldását.

Érdekes történetet jegyeztek fel Hall-ról. A szóró- és gyűjtőlencsét külön-külön iparosoknál csináltatta, akik továbbadták a rendelést egy ugyanazon köszörűsnek, akinek azonnal feltűnt, hogy a két lencse alakja-mérete olyan, hogy pontosan összeillenek. Így azután a köszörűlésnél egymáshoz illesztve próbálta ki a lencsákat. Mikor a munkát befejezte, a lencsepár valóban mentes volt a színi hibától.

Fraunhofer vette észre, hogy az egymáshoz illő lencsék „optikai idomszerek” lehetnek. Ma is úgy ellenőrzik a domború lencsék görbületét, hogy homorú lencsével illesztik össze. Ha színgyűrűk jelentkeznek, az illesztés nem tökéletes. Fraunhofer titokban tartotta ezt a találmányt s csak később fedezték fel az angolok és franciák is külön-külön.

Akromatikus lencserendszerrel első ízben a két Dollond — apa és fiú — készített iparszerűen távcsöveket. John Dollond (1706—1761) és fia Peter



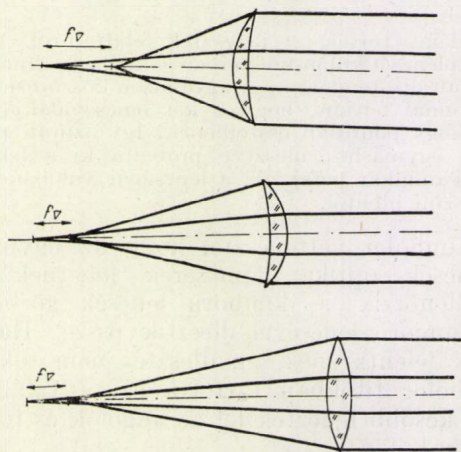
Dollond (1730—1820) Franciaországból menekültek — a vallásüldözés elől — Angliába, előbb selyemtakácssággal, majd üvegtechnikával foglalkoztak. Ők találták fel a heliométert — két részre osztott objektívlencsével dolgozó távcső — amit Fraunhofer és Repsold fejlesztettek a 19. század egyik legfontosabb csillagászati műszerévé.

A szférikus aberrációt mindaddig nem tudták teljesen kiküszöbölni, amíg fel nem ismerték, hogy nemcsak az üveganyag törésmutatója és a lencse vastagsága határozza meg a gyújtópont helyét, hanem a lencsefelületek görbülete is.

Mint az 5. ábrán látható, ugyanazon törésmutatójú üveganyagból, de különféle görbületű felületekkel ellátott lencsénél a gyújtópont mindegyik esetben másutt van. Erre már Huyghens gondolt, de nem foglalkozott a dologgal, mert az ő idejében kromatikus aberráció még jobban zavart, mint a szférikus. Még sokáig folyt a vita az akromatizmus körül, Euler, Clairaut és még sokan mások tudományos és gyakorlati kérdéseket vetettek fel és oldottak meg — több, kevesebb sikerrel.

A lencsekészítés technológiáját illetően meg kell emlékezni Guinandról. Svájci óralapkészítő volt, később Bajorországban Fraunhoferrel és Utzschneiderrel együtt dolgozott. Guinand idejéig a nagyobb lencsákat úgy készítették, hogy az olvasztótégely fenekén képződött üveglepényt kiemelték, csiszolták, köszörülték, fényezték stb. Vastag, nagy lencsákat képtelenek voltak így gyártani, mert egyenetlen volt az üveganyag, nem tudták az üvegmasszát keverni. Vastrúd revésedett és szennyezett, bronz stb. rudak megolvadtak. Guinand égetett agyagrudakat használt, ezzel keverni tudta az üveglávé s így egyenetlen minőségűvé vált az optikai üveg.

Az optikusok megtartották a korona és flint-üveg elnevezést, bár eredeti jelentését elvesztette. Koronaüvegnek az alacsony törésmutatójú, csekély színszórást mutató üveget nevezik. Fehérhomok, szóda, mész és üvegtörmelék keverékéből készítik. A flintüveg törésmutatója nagyobb, színszórása erősebb. Homok, ólomoxid, hamuszír, szóda és kevés barnakó az alapanyaga.



5. ábra. Ugyanazon törésmutatójú üvegekből készült lencsék, különféle görbületekkel. A gyújtópont mindegyik esetben másutt van

A 18. század második felében Angliában Ramsden volt a legelső műszerkészítő, csillagászati és geodéziai, bányászati műszerei utólérhetetlen minőségűek voltak, Fraunhofer is tanulmányozta munkamódszerét s később felül is írta, hogy Vay báró Angliában járt és a selmecbányai bányászati főiskola részére műszereket vásárolt Ramsdentől. Ezeket hazafelé tartó útján a német professzorok Göttingában meg akarták vásárolni, de ő nem adta oda.

A 19. század közepe a lencses távcsövek fénykora. A csillagvizsgálókat egyre nagyobb és nagyobb műszerekkel szerelték fel. 1839/40-ben Merz a pulkowoi obszervatórium részére egy 6,9 m gyújtótávolságú, 38 cm átmérőjű refraktort szállított. Ez volt a kor legnagyobb refraktora.

Jelenleg a legnagyobb refraktor az amerikai Yerkes obszervatóriumban van, objektívátmérője 1020 mm, 1897-ben épült, azóta sem készítettek hasonló méretű eszközt. A nagy lencsék fényelnyelőképesége már túlságosan csökkenti a fényerőt. Az üveganyag összeállítása, csiszolása stb. is oly sok nehézséggel jár (az utolsó fényezést pl. kézzel kell végezni stb.), hogy úgy látszik, a nagy refraktorok kora lejárt. Különben is a színek-elemzés és asztrofotográfia szükségessé teszi, hogy az optikai műszer minden színű fénysugarat egyformán gyűjtsön s ezeknek a feltételeknek csak a tükrös távcső felel meg.

Miután Foucault megtalálta a paraboloid-tükrök ellenőrzésének aránylag egyszerű módját, és az üveggyárak egyenletes, hibamentes üveganyagot tudtak készíteni, megkezdődött a nagy reflektorok — tükrös távcsövek — új korszaka.

A jelenleg legnagyobb reflektor az amerikai palomárhegyi Hale-teleszkóp. Átmérője 5 méter. Tükrét kétszeri öntés után, 11 évig csiszolták. Szerelése egészen különleges, az óriási méretű szerkezetet nem lehetett tengelyeken forgatni, azért hatalmas patkó alakú alkatrészen, olajrétegen fordul el rektaszczencizóban a távcső. Készítésének története valóságos regény (meg is írták).

A Szovjetunióban 7 méter átmérőjű távcső építését tervezik. Bizonyára több évig tart, míg elkészül, de nem kétséges, hogy megcsinálják.

Egészen új elképzelés a mozaik, vagy fazettás távcső. Az elképzelés szerint a távcsőtükrök sok, kisebb tükrök kombinációja lenne. A tükrök egy kisebb tükröre vetítenék — közösen — a fényt, ahonnan azután a fényképezőlemezre lehetne vetíteni. A nagy tükrrendszer mozdulatlan maradna, ezért az egész égboltozat megfigyeléséhez többet kellene felállítani. Minthogy a műszernek a költséges szerelése elmaradna, kifizetődőnek látszik. Az elkészített kisebb modellekkel készült fényképek egészen jók, s így nem lehetetlen, hogy megvalósítsák a nagy fazettás távcsöveket.

A nagy paraboloid alakú tükröknek is van hibája. Akár gömbfelület, akár paraboloid, a tükrőhiba mindig jelentkezik: az optikai tengelytől távolodva már eltorzul a kép. A csillag pontszerű



képe elhúzódik, „kóma” keletkezik (üstökös-höz — Comet — hasonlít).

A Schmidt-féle távcsőnél a tükör előtt egy vékony, ún. „korrekciós lemez” van, ami lehetővé teszi, hogy nagy átmérőjű tükörrel, rövid gyújtótávolsággal — nagy nyílászórával — hibátlan kép keletkezzék. Ennél a távcsőnél a képfelület görbült, ezért a fényképezőfilmet görbült kazettában kell elhelyezni. A Väisälä-rendszerénél a korrekciós lemezt úgy csiszolják, hogy sík lapra lehet fényképezni.

Igen érdekes Dimitri Dimitrijevic Makszutow szovjet tudós új távcsőrendszere (Makszutow-távcső). Ennél gömbtükör — tehát nem paraboloid — előtt egy gömbfelületű ún. meniszkuszlencse helyezkedik el s ez a gömbtükör hibáit korrigálja.

Lényegében a meniszkuszlencse szférikus aberrációja kiegyenlíti a szférikus tükör aberrációját s így helyes képet ad.

Makszutow 1941-ben szabadalmaztatta távcsővét a Szovjetunióban és 1944-ben közölte (a Journal of the Optical Society of America-ban) a világ nyilvánosságával elgondolásának lényegét. Ekkor Makszutow mögött már mintegy 30 év optikai kutató és gyakorlati munkája volt.

Az eredeti Makszutow távcső csak fényképezésre szolgált, az új Makszutow—Cassegrain-rendszer vizuális megfigyelésre is alkalmas. Az ilyen, tükör és lencse kombinációjú távcsöveket „katadioptrikus” rendszernek nevezik.

A csillagászatban legújabbban a rádiótávcsövek törtek előre az asztrofizikai kutatásban. Ezek tárgyalása kívül esik az optikai műszerek világán és a rádiótechnikába tartozik.

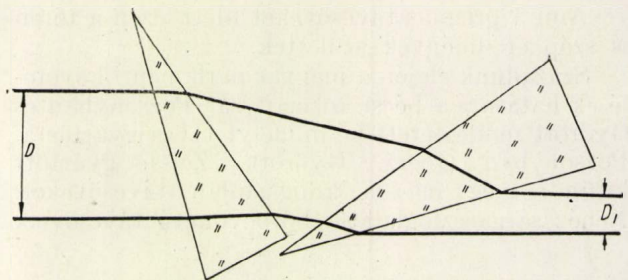
Okvetlen szólni kell a földi használatra szánt s oly népszerű prizmás látcsövekről.

Elmondottuk, hogy a hollandi távcső nagytávát nem érdemes fokozni, főleg a kicsiny látómező és a nagy előállítási költség miatt. A Kepler-távcsőben a lencseoptikák gyújtótávolságai összegeződnek, ezért a műszer hosszú. Minél erősebb a nagyítás, annál hosszabb a távcső s ezen a legkitűnőbb elméleti és gyakorlati szakemberek — Dollond, Fraunhofer, Merz, Ploessl, Steinheil stb. — sem tudtak segíteni.

Az első — bizonytalan — lépés ezen a területen Brewster skót (1781—1868) és Amici (Modena 1786—Firenze 1863) olasz tudósé volt. Ők lencsék helyett prizmákkal próbálták a távcsövet megoldani [6. ábra].

A gondolattal többen foglalkoztak, így Abbe is Jenában. Ő Amici gondolatát kiterjesztette és a prizmás kombinációit Galilei távcsőrendszerével egyesítette. Az elvileg nagyon érdekes gondolatot azonban nem tudták kivitelezni. Nachet Párizsban közönséges csillagászati távcső tárgylencséjére szerelhető képfordító prizmat tervezett, de ez sem vált be.

A mai értelemben vett prizmás messzelátók megtalálójának Porrot tekintjük. Ő egy darabból csiszolt prizmarendszert tervezett, de gyártási nehézségek miatt áttért a többtagú prizma-



6. ábra. Brewster—Amici lencsenélküli prizmás látcsővének elve

rendszer tervezésére. A múlt század 50-es éveiben dolgozott, de neve hamarosan feledésbe merült.

1873-ban Abbe szerkesztett prizmás messzelátót, de ez sem vált be. A 90-es években azután — a szokásos szabadalmi pereként kísérve — megjelent a Zeiss binokuláris prizmás távcső úgy, ahogy ma is építik a tábori messzelátókat.

A prizmás messzelátóknál a szem és tárgylencse nem esik egy tengelybe. A tárgylencsék jóval szélesebben helyezkednek el, ezért a sztereoszkópikus látás erősen növekszik, a prizmák a szem és tárgylencse között helyezkednek el, merev könnyűfém, esetleg sárgaréz, vagy egészen olcsó eszközöknél műanyagfoglatban.

Kedvelt az ún. középcsavaros megoldás, amely-nél egy csavarral lehet mindkét távcsövet a szemhez állítani. Ezeknél is a használó személy előbb mindkét látcsövet hozzáigazítja szeméhez, mert általában a két szem nem egyforma, ez csak akkor jelentkezik, ha binokuláris műszerbe nézünk.

A prizmás távcsöveknek számtalan változata van. Legismertebb és legolcsóbb a 6 ~ 30 nagyítású távcső. Ez 30 mm lencseátmérő mellett hat-szoros nagyítást ad. Az ennél nagyobb műszerek már nehezek. Van 16-szoros nagyítású is, első-sorban katonai célra.

Az új távcsöveknél — akár a fényképezőgépeknél — a lencsék felületét ún. T-bevonattal látják el. Ez a kékesen csillogó felület csökkenti a fényvisszaverést és így fénybővebb lesz a kép. Egy régi és egy új, azonos nagyítású távcsövet összehasonlítva meglepődve látjuk, a T-bevonat mennyivel tisztább, jobb képet ad.

\*

Befejezésül szólni kell a magyar távcsőgyártásról.

Csillagászati műszereket sokat terveztek és készítettek Magyarországon, így Konkoly Thege Miklós Ógyallán, Gothárd Jenő Herényben szép nagy műszereket terveztek és ezeket részben német gyárak, részben saját műhelyük készítette el.

Ma a budapesti Uránia műhelye készít kitűnő amatőrtávcsöveket. Eddig elkészült legnagyobb tükrének átmérője 50 cm. Egyik legszebb műszer a Győri Vagonygyár Csillagászati Klubja részére készült. 30 cm tükre van, szerelését a gyárban készítették. Mire lapunk megjelenik, már szolgálja a közművelődés ügyét.



Ami a prizmás távcsöveket illeti, ezen a téren is szép eredmények születtek.

Századunk elején a magyar parlamenti követelések hatására a bécsi kormányzat Pozsonyban és Győrött rendeztetett be műhelyt távcsőgyártásra. Pozsonyban Goerz, Győrött Zeiss gyártott kitűnő, még ma is kifogástalan távcsöveket. Nehéz sárgarézfoglalató, bőrbevonatú távcsöveik

sok harcteret bejártak, szinte elpusztíthatatlannak bizonyultak.

A két háború között a győri gyár megszűnt. A Magyar Optikai Művek kezdtek távcsövet gyártani és a korszerű tömeggyártás bevezetésével a legnagyobb igényeket kielégítő műszereket készítenek.

Horváth Árpád

## A nukleon elektromágneses szerkezete

### Bevezetés

Az anyag szerkezetéről alkotott képünk az utóbbi néhány évben jelentős változáson esett át. A görög és latin materialista filozófusok tisztán spekulatív úton felállított naiv atomelméletével szemben, amely az atomoknak különböző szint és alakot tulajdonít, hogy az anyag észlelhető tulajdonságait megmagyarázza, a kvantumelmélet pontszerű elemi rész-fogalmáig hosszú volt az út. Az utóbbi néhány évben a fizikusok mégis arra kényszerültek, hogy az eddig struktúramentesnek tekintett „elemi” részeknek belső szerkezetet tulajdonítsanak, amely észlelhető effektusokban jelentős — sokszor döntő — szerepet játszik.

Ennek a belső szerkezetnek egyes megnyilvánulásait — mint a nukleonok anomális mágneses momentuma — aránylag régen ismerték, de értelmezésük terén az első jelentős lépéseket úgyszólván csak az utolsó négy-öt évben sikerült megtenni. Azóta mind a kísérleti, mind az elméleti fizikának külön ága fejlődött ki, amely az elemi részek — főleg a leghozzáférhetőbb és legszembe-tűnőbb szerkezetű részecske, a nukleon — struktúrájának kérdésével foglalkozik. Az elért eredmények azonban, bármilyen jelentősek is, még csak kezdetiek, s még távol vagyunk attól, hogy erről a fontos és érdekes jelenséggöről egységes képet alkothassunk.

### A nukleonok elektromágneses szerkezete

Bármilyen mikroszkópikus szerkezet kimérését, ahol pl. közvetlen, méterrudakkal végezhető hossz-mérés vagy sűrűségmérés nem lehetséges, lényegében szórás-kísérletek segítségével végezzük. Az optikából jól ismert a mikroszkópi kép keletkezésének elmélete, amely a diffrakcióelmélet eredményeit használja fel; kristályok struktúráját röntgensugarak diffrakciójával vagy neutron-diffrakciójával határozzuk meg. Atomok elektronfelhőjének adatait kísérletileg elektron-szórás-kísérletek segítségével mérték ki s az utóbbi néhány évben elektron-szórás-kísérletek segítségével sikerült atommagok protoneloszlását is meghatározni. Általános, s már az optikából jól ismert szabály, hogy adott energiájú részecskenyalábbal végzett szórás-kísérletek feloldóképessége arányos a szórócentrumnak átadott maximális impulzussal.

Gondoljunk a mikroszkóp feloldóképességének Abbe-féle képletére. Legyen  $n$  a törésmutató,  $u$  az apertura,  $nh/\lambda$  a fotonok impulzusa, ha  $\lambda$  a fény hullámhossza. Ha maximálisan  $u$  szöggel eltérített,  $nh/\lambda$  impulzussal beeső fényt észlelünk, akkor a mikroszkópi tárgynak átadott impulzus legfeljebb  $nh \sin u/\lambda$ , s a határozatlansági összefüggés szerint  $\Delta x \sim h \lambda / nh \sin u = \lambda / n \sin u$  a még megfigyelhető legkisebb távolság; ennek reciproka a feloldóképesség. Bármilyen szórás-kísérlet feloldóképességének meghatározása hasonlóan történik.

Becslésekből arra következtethetünk, hogy a proton méretei  $10^{-13}$  cm nagyságrendbe esnek (Pl. ha a magfizikában használt félempirikus mag-sugár-formulát:  $R = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/2}$  cm extrapoláljuk  $A = 1$ -re), s így a proton struktúrájának felderítésére néhány száz MeV-es elektronok szórását kell hidrogénen vizsgálnunk.

Valóban, a stanfordi egyetem lineáris elektron-gyorsítójával végzett kísérletei során Hofstadter és munkatársai azt tapasztalták, hogy az elektronok szögeloszlása lényegesen eltér attól, amit pontszerű protonnal várhatnánk.

$K$  anomális mágneses momentummal rendelkező pontszerű protonon szóródó  $E_0$  energiájú elektronok differenciális hatáskeresztmetszetét Rosenbluth szerint a következő képlet adja:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{e^2}{2E_0} \right)^2 \frac{\cos^2 \frac{\vartheta}{2}}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \frac{1}{1 + \frac{2E_0}{Mc^2} \sin^2 \frac{\vartheta}{2}} \times \left\{ 1 + \frac{q^2}{4M^2c^2} \left[ 2(1+K)^2 \tan^2 \frac{\vartheta}{2} + K^2 \right] \right\}.$$

Itt  $M$  a proton tömege és  $q$  az elektron négyes impulzusának változása; gyors elektronokra jó közelítéssel:

$$q^2 = \frac{2 \left( \frac{2E_0}{c} \right)^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2}}{1 + \frac{2E_0}{Mc^2} \sin^2 \frac{\vartheta}{2}}$$

és  $\vartheta$  az elektron szóródási szöge az eredeti irányhoz képest.

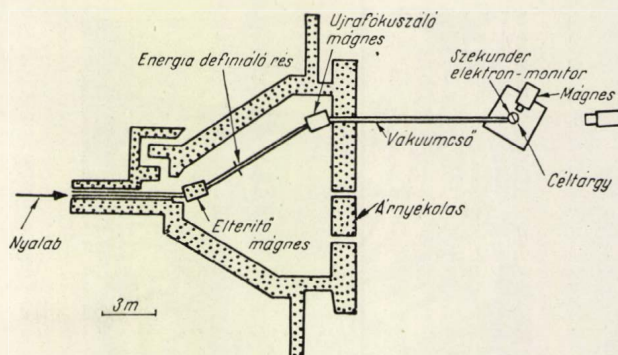


A 2. ábra ordinátáján a Hofstadter és munkatársai által mért és a Rosenbluth-féle elméleti hatáskeresztmetszetek viszonyát tüntetjük fel,  $q^2$  függvényében. (Ennek az ábrázolásnak az az előnye, hogy különböző energiájú elektronokkal végzett kísérletek egyszerre ábrázolhatók; az ábrán látható mérési pontokat is különböző energiájú — 200, 300, 400, 500 és 550 MeV-es — elektronokkal kapták). A maximális  $q$  persze függ a primerenergiától, de a két hatáskeresztmetszet viszonya *csak*  $q$ -tól.

Látjuk, hogy a szórás-kísérletek tanúsága szerint a proton egyáltalán nem pontszerű. Az 1. ábra ordinátáján ábrázolt mennyiséget (a tényleges és a pontszerű szórócentrumnak megfelelő hatáskeresztmetszet viszonyát) *alakfaktornak* szokták nevezni, s megmutatják (l. pl. Blohincev: „A kvantummechanika alapjai” c. tankönyvét), hogy az alakfaktor a szórócentrum töltéssűrűség-eloszlásának Fourier-transzformáltja. (Szigorúan véve, ha a részecske anomális mágneses momentummal is rendelkezik, akkor két alakfaktort kell számításba venni: egyik a töltés-, másik az anomális mágneses momentum-sűrűség eloszlását írja le. Ilyenkor az alakfaktorok és hatáskeresztmetszetek közt bonyolultabb összefüggés érvényes. Hofstadter szerint azonban akkor kapjuk az elektron-szórás-kísérletekkel a legjobb egyezést, ha a két alakfaktort egyenlő függvényalakúnak tesszük fel; ilyenkor helyreáll a hatáskeresztmetszetek közti egyszerű kapcsolat). Hofstadter és munkatársai azt találták, hogy a szórás-kísérletekkel nagyon jó egyezést lehet elérni, ha a töltés (és mágneses momentum-) sűrűség-eloszlást exponenciálisnak tesszük fel, s az eloszlás közepes négyzetes sugarát  $0,8 \cdot 10^{-13}$  cm-nek választják.

Azt várnánk, hogy a neutron elektromágneses struktúrája teljesen hasonló a protonéhoz. Természetesen szabad neutronokon nem tudunk elektron-szórás-kísérleteket végezni. *Fermi* és *Marshall* bizonyos értelemben „megfordított” kísérletet végzett: elektronokat nem lehet ugyan szabad neutronokon szórni, neutronokat atomi elektronokon azonban igen. Természetesen *lassú* neutronokat kellett venni, hogy a szóródó neutronok az atom „belsejét” „ne érezzék”. Így persze szigorúan vett neutron-struktúrát nem lehetett mérni. *Fermi* és *Marshall* mérési eredményeit egy önkényesen felvett szélességű derékszögű potenciál segítségével értelmezte. Azt találták, hogy a potenciál vonzó, s ha a gödör szélességét  $e^2/m_e c^2$ -nek választják ( $m_e$  az elektron-tömeg,  $e^2/m_e c^2$  a „klasszikus elektronsugár”), akkor a szórás-kísérletekből mélysége kb. 4 kV-nak adódik. Természetesen a völgy szélesség ilyen választását semmi sem indokolja; a kísérletekből a völgy szélesség és völgy mélység szorzatát lehet meghatározni, ha egyáltalán feltesszük, hogy létezik potenciál és az derékszögű. (Bármilyen kisenergiájú szórás-kísérletből csak egy paramétert lehet meghatározni).

Nagyon meglepő volt azonban, amikor *Foldy* kimutatta, hogy a *Fermi*—*Marshall*-kísérletek



1. ábra. Hofstadter szórás-kísérleteihez használt kísérleti elrendezés (R. E. Chambers, R. Hofstadter, Phys. Rev. 103, 1454, 1956)

eredményét pontosan lehet értelmezni, ha egy pontszerű, semleges, de anomális mágneses momentummal rendelkező nukleon és egy elektron egymáson való szóródását vizsgáljuk s az anomális mágneses momentum helyére a neutron megfigyelt anomális momentumát helyettesítjük. A *Fermi*—*Marshall*-kísérletet azóta többen megismételték, a fenti „konvencionális” neutron-elektron-potenciál értékét pontosabban kimérték, de a pontosabb mérések csak megerősítették *Foldy* eredményét.

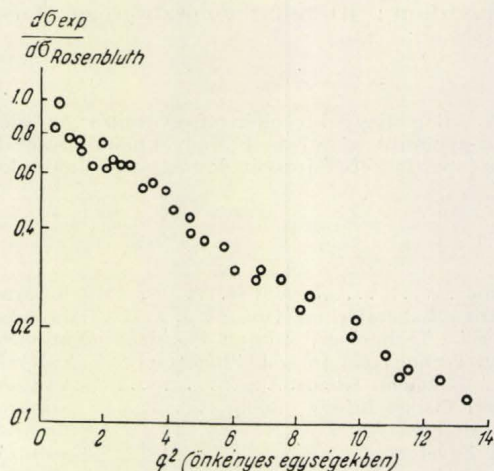
A neutron struktúrájáról további felvilágosítást nyújt az elektron-deuteron szórás.

Tudjuk, hogy a deuteron kötési energiája kicsi (2,23 MeV), így benne a nukleonokat közelítőleg szabadoknak tekinthetjük.

Legyen  $\varrho_P(r)$ ,  $\varrho_N(r)$  a proton és neutron töltéssűrűsége,  $\varrho_D$  a deuteroné; az utóbbi egyszerűen a deuteron hullámfüggvényéből kiszámítható protoneloszlás. Az eredő töltéssűrűség-eloszlást nyilván a következő képlet adja:

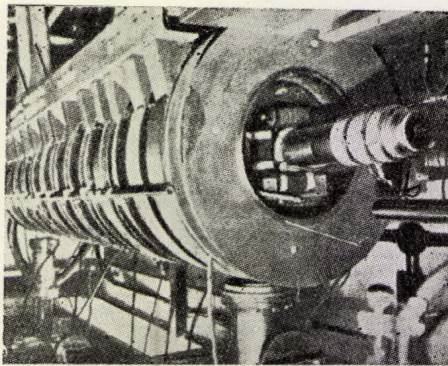
$$\varrho(r) = \int [\varrho_P(|r-r'|) + \varrho_N(|r-r'|)] \varrho_D(r') dV$$

(Az a tény, hogy a deuteronban a nukleonok csak lazán kötöttek, azért lényeges, mert erősen kötött nukleonok alakja esetleg eltérhet a szabadokétól.)



2. ábra. A kísérletileg mért proton-alakfaktor (R. Hofstadter és mások — Rev. Mod. Phys. 30, 482, 1958)





3. ábra Nagyenergiájú lineáris gyorsító

A Fourier transzformáció szabályainak megfelelően a fenti sűrűségeloszlás Fourier-transzformáltja a fenti integrálban szereplő mennyiségek szorzata, tehát az eredő deuteron-alakfaktor:

$$D_D(q) = [F_p^e(q) + F_N^e(q)] f_D(q)$$

ahol  $f_D, q_D$ -nek Fourier-transzformáltja. Vegyük  $F_p^e(q)$ -t az elektron-proton szórás kísérletekből,  $f_D(q)$  a deuteron — elég pontosan ismert — hullámfüggvényéből kiszámítható, így ha elektron-deuteron rugalmas szórás kísérleteket végzünk, a neutron töltés-alakfaktorát meg lehet határozni. Világos, hogy ilyen mérések sokkal részletesebb információt adnak a neutron-szerkezetéről, mint a Fermi—Marshall-kísérletek. Eredményük azonban újra csak kellemetlen meglepetés: akkor kapunk a mérésekkel jó megegyezést, ha  $F_N^e(q) = 0$ !

Még furcsább eredményre jutunk, ha deuteronokat hasítunk szét gyors elektronokkal. Ilyenkor az elektron-proton és elektron-neutron szórás jó közelítéssel inkoherens:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_D \approx \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_P + \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_N$$

(Ezt az eredményt szemléletesen is beláthatjuk: az adott szóródás valószínűségét  $(d\sigma/d\Omega)$  meg kell szorozni annak valószínűségével, hogy a deuteron széthasadjon; itt tehát valószínűségeket és nem

szórási amplitudókat kell összeadni — s hiányozni fog a koherens szórásra jellemző interferencia-tag.) Ezen kívül, ahhoz, hogy a deuteron széthasadjon, aránylag nagy impulzusátadás szükséges (legalább akkora, hogy az eltalált nukleon által felvett kinetikus energia fedezze a kötési energiát). Ennek nagy szórási szögek felelnek meg; a Rosenbluth-képletből leolvashatjuk, hogy nagy szögekre a hatáskeresztmetszetben a mágneses momentummal arányos tagok dominálnak s ugyanaz a helyzet, ha a hatáskeresztmetszet kifejezését az alakfaktorról módosítjuk. (Formálisan a módosítás annyiból áll, hogy  $e$  helyébe  $eF^e(q)$ ,  $K$  helyébe  $KF^m(q)$  kerül;  $F^e$  és  $F^m$  az elektromos — ill. mágneses alakfaktor.) A deuteron-hasítási kísérletek segítségével tehát kimérhetjük a neutron mágneses alakfaktorát. Az eredmény ismét meglepő: A mágneses momentum — az elektromossal ellentétben — nem pontszerű, s Hofstadter akkor kapta mérésével a legjobb egyezést, ha a proton és neutron mágneses alakfaktorát egyenlőnek tette fel.

A fenti eredményeket természetesen bizonyos mértékig óvatosan kell kezelnünk. Írjuk fel ugyanis az alakfaktort a sűrűségeloszlással kifejezve:

$$F(q) \approx \int e^{iqr} \rho(r) dV$$

Fejtsük sorba az exponenciális függvényt, akkor  $F(q)$ -ra a következő kifejezést kapjuk:

$$F(q) = 1 - \frac{1}{2} q^2 \langle r^2 \rangle + \dots$$

( $r$  páratlan hatványát tartalmazó tagok nem szerepelnek, mert  $\rho(r)$ -ről feltesszük, hogy gömb-szimmetrikus.) A rendelkezésre álló elektron-energiák ma még csak a fenti sor első egy-két tagjának kimérését teszik lehetővé, s így ma csak annyit mondhatunk többé-kevésbé biztosan, hogy a neutron közepes négyzetes elektromos sugara zérus, míg mágneses sugara körülbelül megegyezik a protonéval. Ez sokkal gyengébb állítás s nem jelenti szükségképpen azt, hogy a neutron töltéseloszlása azonosan zérus.

Domokos Gábor

KFKI Kozmikus Sugárzási Laboratóriuma

## FÜGGELÉK

A világ nagyobb elektron-gyorsítói az elektronenergia szerinti sorrendben a következők. (A táblázatban azok a gyorsítók szerepelnek, melyeknek építését 1959-ben befejezik. A negyedik oszlopban szereplő évszám vagy az építés várható befejezésének, vagy a működés kezdetének éve.)

Hely	Típus	Energia (GeV)	Állapot
Charkov .....	lineáris	2	épül 1959
Magfizikai Laboratórium, Orsay .....	lineáris	2	épül 1959
Kaliforniai Technológiai Intézet, Pasadena	szinkrotron	1,2	működik 1956
Királyi Technológiai Intézet, Stockholm..	változó gradiensű szinkrotron	1,2	épül 1959
Cornell Egyetem, Ithaca.....	változó gradiensű szinkrotron	1	működik 1955
Nemzeti Fizikai Intézet, Róma .....	szinkrotron	1	épül 1959
Stanfordi Egyetem .....	lineáris	0,65	működik 1954
Bonni Egyetem.....	változó gradiensű szinkrotron	0,5	működik (?) <sup>1</sup> 1958

<sup>1</sup> A bonni gyorsítóról a tudomásunk szerinti utolsó adat az, hogy építésének 1958-ban be kellett fejeződnie. Jelenlegi állapotát nem ismerjük. (DG)



## Az új születése a fizikában

Lapunk előző számában Maxwell halálának 80. évfordulója alkalmából megjelent Einstein méltatása az elektromágneses tér Maxwell-féle elméletének jelentőségéről, előzményeiről és következményeiről, valamint az elméleti fizika XX. századi fejlődésének értékeléséről. Most az egyik legkiválóbb élő angol teoretikusnak, Dysonnak hasonló témával foglalkozó írását közöljük a Scientific American 1958 szeptemberi számából. Dyson, az elektromágneses tér kvantumelméletének talán legmélyebbre pillantó kutatója természetesen sok egyéni, vitatható szempontot vet fel, a modern fejlődés megítélésében is Einsteinnel ellentétes következtetésekre jut. Feltétlenül értékes azonban Dyson írásában a tudományos felfedezések korhoz és a kor társadalmához való szoros kapcsolatának kiemelése, még akkor is, ha az összefüggés megállapításakor a felszínen nem lép túl. Nekünk, magyaroknak külön érdekességet jelent, hogy Dyson méltató hangon emlékezik meg Pupin Mihály személyéről, a Pupin-tekeres hazánkban sem nagyon ismert magyar feltalálójáról.

Pupin Mihály „From Immigrant to Inventor” c. könyve a legszórakoztatóbb tudományos önéletrajzok egyike. A Pupin név ma a Columbia-egyetem fizikai laboratóriumának bejárata felett olvasható; a mai fiatal fizikusok számára e név az *épület* neve, s az *ember* a feledés homályába merült. Ez nagy kár, mert Pupin színes egyéniség, nagy ember volt. 16 éves korában érkezett Amerikába a távoli Magyarországról, s 34 éves volt, amikor különböző kalandok után a Columbia-egyetem professzora lett. Kielégíthetetlen tudáshozomjjal jött a világra, s szilárd volt eltökéltsége, hogy mesterévé váljék kora tudományának.

Könyve két tekintetben érdekes. Eleven képet rajzol az 1870-es évek amerikai társadalmáról, amint azt az egy fillér nélkül érkezett bevándorló látta. Ugyanakkor leírja — jól megfigyelve a részleteket — kora fizikáját és fizikusait. Az akkori fizika legkiemelkedőbb, új irányt szabó felfedezése James Clark Maxwell elektromágneses térelmélete volt. Pupin úgy indult el útjára, hogy megértse Maxwell elméletét, mint a Szent Grál keresésére induló lovag. Először a Columbia-egyetemre ment, de ott nem talált senkit, aki el tudta volna magyarázni a Maxwell-elméletet. Ezután Cambridgebe ment, ahol Maxwell dolgozott. Maxwell azonban már halott volt, s Pupin tanárait legjobban az érdekelte, hogy tanítványuk jó osztályzatot szerezzen matematika-vizsgáján. Végül Berlinbe ment, s ott megtalálta Ludwig Boltzmann. Boltzmann értette Maxwell elméletét s Pupint megtanította arra, amit tudott. Pupin meg volt hökkenve, amikor látta, hogy — amint írja — „milyen kevés fizikus fogta fel a Maxwell-elmélet értelmét még húsz évvel azután is, hogy Maxwell 1865-ben felállította azt.”

Mi a Maxwell-elméletnek nem ugyanazokat a vonásait tartjuk a legjelentősebbeknek, amelyek Maxwell számára a legfontosabbaknak látszottak. Általánosságban szólva a következőket mond-

hatjuk: Az elmélet alapgondolata az, hogy a természet szerkezete *kétrétű*. Az alsó rétegbe tartozik az elektromos és a mágneses tér; ezek egyszerű rádiómegyenleteket elégítenek ki és — fény- vagy rádióhullámok alakjában — szabadon terjednek tova a térben. A felső rétegbe az anyagi testek, az energia és az erő különböző fajtái tartoznak. A *közvetlen* megfigyelés számára csak a felső réteg hozzáférhető. Valamely az alsó rétegbe tartozó dolgot, például az elektromos teret, csak úgy figyelhetünk meg, hogy a felső rétegben észleljük az általa létrehozott erőket és energiát. Ez az energia, az erők mindenkor a *térerősség négyzetével* arányosak. A térerősség maga tehát csupán matematikai absztrakció. Azt, hogy a térerősség nem mérhető *közvetlenül*, könnyen beláthatjuk, ha megnézzük az egységet, amelyben állítólag a térerősséget „mérjük”. Ez az egység a köbcentiméterrel osztott erg négyzetgyöke ( $\text{erg}^{1/2} \text{cm}^{-1/2}$ ). Az erg megszokott energiaegység és megszokott mérőeszközökkel: hőmérővel, kaloriméterrel mérhető. Olyan mérőeszközt azonban, amely közvetlenül mérné az erg vagy a köbcentiméter négyzetgyökét, még soha senki sem gondolt ki. A térerősségek, a Maxwell-elméletben az alapvető szerepet játszó mennyiségek elvont természetűek tehát, s nem állnak *közvetlen* kapcsolatban a látható és tapintható dolgokkal.

Annak oka, hogy valamely tudományágban az új fogalmakat nehéz felfogni, mindenkor ugyanaz: a kortárs tudósok az új fogalmakat a korábban uralkodott felfogásmód alapján törekednek elgondolni. A felfedező maga különösen szenved ettől a nehézségtől; ő a régi elgondolásokkal való állandó küzdelemben talált rá az új fogalmakra, de gondolkodásának nyelvezete még hosszú ideig a régi gondolkodásmód marad. A „Treatise on Electricity and Magnetism” c. művéhez írott előszavában Maxwell ezeket írja: „Arra fogok törekedni, hogy a jelen elmélet matematikai alakjának a Dinamika alapvető tudományához való viszonyát olyan világossá tegyem, amilyen világossá csak tudom, azért, hogy bizonyos mértékben fel legyünk készítve arra, hogy megtaláljuk azokat a dinamikai jelenségeket, amelyekben az elektromágneses jelenségek magyarázatát vagy értelmezését keresni akarjuk.” Maxwell ezt hét évvel elméletének közzététele után írta. Ekkor még mindig nem volt világos előtte, hogy egy új tudományt teremtett, amelynek ugyanolyan joga van az *alapvető* jelzőre, mint Newton dinamikájának. A Maxwell-elmélet alapvető nehézsége ebben az időben az volt, hogy senki sem volt képes arra, hogy az elektromos teret mechanikai modell nélkül gondolja el. Maxwell maga kiváló feltalálója volt az ilyen modelleknek. A Maxwell-előtti fizika alapvető fogalmai az anyagi részecske, a folyadék és a rugalmas szilárd test voltak, amelyek mind a newtoni dinamika



törvényeinek engedelmeskedtek. E kor fizikusai nem gondolkodhattak másként az elektromos térről sem: kénytelenek voltak bonyolult mozgást végző anyagi testek elképzeléséből kiindulni; így természetesen a Maxwell-egyenletek nem látszottak sem egyszerűnek, sem természetesnek. Csak igen lassan vált lehetővé, hogy elfelejtsék a mechanikai modelleket, s az elektromos teret mint valami alapvetőt és felbonthatatlant képzeljék el, mint egy önmagában jogosan létező fizikai realitást, amelyet már nem kell további modellek segítségével „értelmezni”. Mintegy 30 évbe tellett, míg a fizikusok gondolkodásmódjában ez a változás végbement. Mihelyt a változás megtörtént, a Maxwell-egyenletek szépsége és egyszerűsége nem maradt tovább rejtve s inkább azt volt nehéz megérteni, hogy mi szükség volt erre a sok hókuszpókuszra.

A kvantummechanikához való viszonyunk ma hasonló ahhoz, amilyen Pupiné volt Maxwell elméletéhez. A kvantummechanikának az a híre, hogy különös, nehéz, és a közönséges halandók számára érthetetlen. Én mégis azt hiszem, hogy nem nehezebb a kvantummechanikát megérteni ma, mint Maxwell elméletét 1885-ben.

Általánosságban szólva ismét azt mondhatjuk, hogy a kvantummechanika alap gondolata csupán abban áll, hogy az anyagra is kiterjeszti a természeti jelenségeknek azt a kétrétű szemléletét, amellyel a Maxwell-féle tárgyalás az elektromos és mágneses jelenségeket szemlélte. A kvantummechanika végső soron nem tesz különbséget anyag és elektromosság között. Ily módon a természet kétrétű képe következetessé és egyetemessé vált. Az alsó rétegbe tartozik az elektromos és a mágneses tér, s velük együtt még egy hasonló matematikai absztrakció, az ún. *hullámfüggvény*, amely az anyag viselkedését írja le. A felső rétegben találjuk az energia, az erő különböző fajtáit és a valószínűségeket. A hullámfüggvény maga nem közvetlenül hozzáférhető a mérés számára, megfigyeléseink során csupán a hullámfüggvény *négyzetét* észleljük a felső rétegben. A részletekben természetesen sok különbség van a kvantummechanika és Maxwell elmélete, az anyag tulajdonságai és az elektromágnesség viselkedése között. Madártávlatból azonban mindkét esetben hasonló kép tárul elénk. Annak, hogy a kvantummechanika számunkra olyan sokkal nehezebben felfoghatónak látszik, az az oka, hogy az anyag *szilárd* természetéről kialakult elképzelések sokkal mélyebben ivódottak belénk, mint az elektromosságról alkotott fogalmaink.

Remény van arra, hogy a kvantummechanika rejtélyes jellege fokozatosan el fog tűnni. Maxwell elméletét sem könnyű megmagyarázni a nemszakembernek, de a nehézségeket most a *részletek* és nem az *alapvető fogalmak* okozzák. Ma nehéznek találhatjuk a Maxwell egyenleteiben szereplő tagok s azok plusz- vagy mínusz-előjeleinek felidézését, de az üres térben uralkodó elektromos és mágneses térről alkotott általános fizikai kép nem okoz fogalmi nehézséget. Mi nem szenvedünk attól

a kínzó rejtélyességtől, amelyet az 1880-as évek tudósai átéreztek, miközben megkísérelték elképzelni az elektromos teret. Inkább azt találjuk nehéznek, hogy pontosan megértsük: mi okozta *nekik* a nehézségeket; éppen ezért értékes számunkra Pupin könyve. Ennek alapján úgy látszik, hogy eljön majd az idő, amikor az iskolásgyermeknek fogják tanítani a kvantummechanika leglényegesebb gondolatait (bár részleteit nem), s a nagyközönség előtt is ismeretesebb lesznek azok.

A kvantummechanika tanítása közben (s tanulása közben is) megfigyeltem, hogy a diák a Pupin által leírthoz nagyon hasonló élményt él át. A diák azzal kezdi, hogy megtanulja mesterségének fogásait. Megtanulja, hogy miképpen kell számításokat végeznie a kvantummechanikában, miképpen kaphat választ az általa feltett kérdésekre, hogyan számíthatja ki a neutron-proton-szórás hatáskeresztmetszetét s i. t. Az elmélet matematikai apparátusának és az apparátus használatának megtanulása mintegy hat hónapot igényel. Ez a kvantummechanika tanulásának első szakasza, amely viszonylag könnyű és fájdalommentes. A második szakaszba akkor lép a diák, amikor elkezd gyötrődni, mert ráébredt, hogy nem érti, amit csinál. Gyötrődik, mert nincs világos fizikai kép a fejében. Belezavarodik, miközben fizikai magyarázatot keres a tanult matematikai fogásokra. Keményen dolgozik és elveszti a bátorságát, mert úgy érzi, hogy nem képes világosan gondolkodni. Ez a második szakasz, amely gyakran hat hónapig, vagy még tovább tart, kimerítő és kellemetlen. Ekkor, egészen váratlanul, megkezdődik a harmadik szakasz. A diák egyszerre csak így szól magában: „Értem a kvantummechanikát”. Vagy inkább azt mondja: „Úgy látom, hogy most már nincs több megértenivaló.” A nehézségek, amelyek oly borzalmasnak látszóttak, titokzatos módon eltűntek. Valójában az történt, hogy a diák megtanult közvetlenül és öntudatlanul a kvantummechanika nyelvén gondolkodni, s többé már nem törekszik mindent a kvantummechanika előtti fogalmak segítségével megmagyarázni.

A második szakasz, úgy látszik, az évek múlásával egyre rövidebbé, fájdalommentesebbé válik. Egy-egy új diáknemzedék számára sokkal könnyebb a kvantummechanika tanulása, mint amilyen tanárai számára volt. A diákok egyre jobban elszakadnak a kvantummechanika előtti elképzelésektől, egyre kevesebb ellenállást kell letörniök, mielőtt otthonosan éreznék magukat a kvantummechanika gondolatvilágában. Ez a második szakasz esetleg teljesen el is fog tűnni. A diák a kvantummechanikát ekkor már kezdettől fogva, mint a gondolkodás egyszerű és természetes módját fogja befogadni, egyszerűen azért, mert addigra az már mindenki számára megszokottá válik. Ha a tudomány a remélt ütemben halad, úgy ekkor már készen fogunk állni egy új nagy ugrásra az ismeretlen felé.

Maxwell elmélete és a kvantummechanika a fizika legmélyebben fekvő alapjainak megújítására



szolgáltattak példát. Ilyen megújításra olyankor kerül sor, ha nyilvánvalóvá válik, hogy egyes tapasztalati tényeket a régi fogalmak keretei között maradván nem lehet megérteni. Ilyenkor a gondolkodás és fogalomalkotás terén új utak után kell tapogatódnunk, lassan, kínlódva, sötétben haladva.

A legutóbbi 10 év folyamán a legtöbb fizikus számára világossá vált: a fogalmak alapvető megújítására van szükség ahhoz, hogy az elemi részek fizikájában felmerülő problémákkal megbirkózhassunk. Jelenleg a kísérleti fizika terén folyó erőfeszítések nagy részét a részecskék tanulmányozására összpontosítják. Az elemi részek ilyen beható tanulmányozására az ösztönöz bennünket, hogy úgy véljük: a fizikában itt érett meg a helyzet leginkább a gyökeres változásokra. Érdemes ezért megvizsgálni a történeti távlatokat és felvetni a kérdést: mikor és milyen körülmények között számíthatunk a gyökeres változásra, az új születésére?

Néhány hónappal ezelőtt Werner Heisenberg és Wolfgang Pauli úgy vélték, hogy egy lényeges lépést tettek meg az elemi részecskék elméletének felállítására. Pauli éppen New Yorkon utazott át, amikor felkérték, hogy az új gondolatokat ismertesse egy előadásban. Pauli egy órán át beszélt hallgatósága előtt, melynek soraiban ott ült Niels Bohr is. Az előadást vita követte, amelynek során Pauli meglehetősen éles kritikát kapott a fiatalabb nemzedék részéről. Befejezésképpen Bohrt kérték fel, hogy foglalja össze a vitát „Mindnyájan egyetértünk abban”, mondotta Bohr, „hogy az Ön elmélete *őrült*. Ami bennünket elválaszt, az ez a kérdés: vajon *elégé* őrült-e ez az elmélet ahhoz, hogy esélye legyen arra, hogy helyes legyen? Nekem az az érzésem, hogy nem.”

Ugyanezt az ellenvetést tehetjük az elemi részek gyökeresen új elméletének felállítására irányuló összes eddigi próbálkozással szemben: egyik sem bizonyult eléggé őrültnek. De ugyanezt mondhatjuk el a bolondok agyszüleményeiről is. A Physical Reviewnak beküldött bolond agyszülemények legtöbbjét nem érthetlenségük miatt utasítják el, hanem azért, mert *érthetők*. Azokat, amelyeket lehetetlen megérteni, általában közlik. Ha majd a fizikában valami új születik, az bizonyosan zavaros, befejezetlen és zavarbaejtő alakban fog megjelenni. A felfedező maga csak félig fogja érteni, mindenki más számára pedig rejtély lesz. Egyetlen elméletnek sincs reménye a sikerre, amely nem látszik őrültnek az első pillantásra.

A fizikában az alapvető előrehaladás sebességét az emberi butaság szabja meg. Az előrehaladás üteme lassú, és mindig is lassú volt. A kísérleti kutatások gyors fejlődése az elmúlt tíz esztendőben oda vezetett, hogy kísérleti ismereteink jelenleg messze megelőzték az elméletet. Ez egészséges helyzet. De az *alapvető* előrehaladást nem siettethetjük. Könnyen megtörténhet, hogy egyszer minden elgondolható kísérletet el fognak végezni, amelyet felgyorsított

elemi részecskék ütköztetésével el lehet végezni, az eredményeket pontosan fel fogják jegyezni, s még mindig nem fogjuk érteni, hogy mi is történt itt? Ekkor meg kell állnunk s várunk kell, míg az új gondolatok megszületnek, vagy gyökeresen újfajta kísérleteket kell kigondolnunk. Ez a helyzet hasonlít ahhoz, amikor faüsztatásnál a szálfák összetorlódnak a folyón. Hisszük, hogy a torlódás nem tart örökké, egyszer valami valami hogyan át fogja törni. Mi egyszerre csak egy-egy szálfát próbálhatunk meg kihúzni, s ettől csak egy-kettő jön mozgásba közülük.

Sok olyan felfedezés volt a fizikában — néhány ezek közül kiemelkedően fontosnak bizonyult —, amely nem tette szükségessé gyökeresen új gondolkodásmód elfogadását. Egyik ilyen volt az atommag felfedezése, amelyet Ernest Rutherfordnak köszönhetünk. Egy másik példa erre az volt, amikor C. N. Yang és T. D. Lee felvetették a lehetőséget, hogy a *jobb* és a *bal* szimmetriája a magátalakulásokban esetleg nem érvényes. Mindkét felfedezés története azt mutatja, hogy még azok sem látnak sokkal messzebbre az orruk hegyénél, akik a legkiválóbbak közülünk.

Rutherford az atommagot 1911-ben fedezte fel. Megfigyeléséből, mely szerint egy vékony fémlemezen áthaladó részecskék nagy szögekkel térítődnek el, arra a következtetésre jutott, hogy az atomnak közel teljes tömege és pozitív töltése egy az atom sugaránál több mint ezerszer kisebb sugarú gömbbe tömörül. Rutherford ezt az eredményét 1911 májusában tette közzé. Úgy vélhetnénk, hogy ez nagy kavargást okozott a fizika világában. Egy nemrég tartott előadásában E. N. da C. Andrade ezeket mondotta erről az eredményről: „Ebben az időben Heidelbergben, Lenard laboratóriumában dolgoztam, amely akkor igen tevékeny központja volt az elektronfizikának. Nem emlékszem rá, hogy Rutherford atommodellje bármilyen feltűnést keltett volna.” 1913-ban Rutherford „Radioactive Substances and Their Radiations” címen könyvet tett közzé, amelyben első ízben volt világosan és részletesen leírva a magból és az azt körülvevő elektronokból álló atom szerkezete. E könyvet Lord Rayleigh ismertette a Nature c. folyóiratban; nála elfogulatlanabb és sokoldalúbb fizikust aligha találhatnánk e korban. Az ismertetésben az atomszerkezet kérdéséről szó sem esik.

Talán nem meglepő, hogy Rutherford kortársai olyan soká nem vettek tudomást az atommag létezésének világos kísérleti bizonyítékáról. Hozzászoktak ahhoz, hogy az atomok belsejére vonatkozó elgondolásokat ne fizikának, hanem inkább metafizikának tekintsék. Természetszerűleg elzárkóztak minden e területre vonatkozó kijelentés elfogadása elől, amely évszázadokon keresztül a filozófusok és sarlatánok területe volt. Meglepőbb ennél, hogy az is több évbe tellett, amíg maga Rutherford ráébredt felfedezésének fontosságára. Amikor felfedezéséről egy 1911 áprilisában Otto Hahnhoz írt levelében hírt adott, ezt írta: „Legutóbb az alfa- és béta-részecskék



szóródásával foglalkoztam és az eredmények magyarázatára egy új atommodellt és egy speciális szóráselméletet állítottam fel." Úgy látszik, Rutherford számára érdekesebb volt az, hogy képes kiszámítani egy részecskének egy rögzített közép-ponttól számított távolság négyzetével fordítva arányos erő hatására bekövetkező eltérítését, mint az, hogy mi is lehet valójában ez a tömör, rögzített centrum. 1913-ban megjelent könyvében még mindig igen kis helyet foglalt el az atommag. Más-képpen aligha kerülhette volna el Lord Rayleigh figyelmét. Majdnem azt mondhatjuk, hogy Niels Bohr volt az, aki először felhívta Rutherford figyelmét felfedezésének fontosságára.

Yang és Lee felfedezése idején a kortársak hasonló vakságról tettek tanúságot. Ezt saját tapasztalataimból tudom. Yang és Lee 1956 júniusában írták meg „Question of Parity Conservation in Weak Interactions” című dolgozatukat. Nekem is elküldték egy másolatát s én elolvastam. Elolvastam még egyszer s így szóltam: „Ez igen érdekes”, vagy valami ehhez hasonló-t mondhattam. De arra már nem futotta a képzelőerőmből, hogy így kiáltsak fel: „A kutya-fáját, ha ez igaz, a fizika új ágát nyitja meg előttünk!” Azt hiszem, hogy ebben az időben a többi fizikusnak — igen kevés kivétellel — ugyanilyen kevés képzelőereje volt.

Yang és Lee dolgozatukban néhány kísérletet javasoltak, amelyek segítségével a paritás megmaradásának kérdését el lehetett dönteni. Azt gondolhatnánk, hogy minden kísérleti fizikus, aki hallott ezekről a javaslatokról, égett a vágytól, hogy elvégezze a kísérleteket. Itt volt a régvárt alkalom: olyan kísérletet lehetett végezni, amely kétségtelenül fényt deríthet egy új természet-törvényre. De a kísérleti fizikusok, igen kevés kivétellel nyugodtan csinálták tovább azt, amit addig csináltak. Csieng Siung Wunak és munkatársainak a National Bureau of Standards laboratóriumában volt meg a bátorsága ahhoz, hogy hat hónapot töltsön el a döntő kísérlet előkészítésével. Pozitív eredményeiket 1957 januárjában tették közzé. Ebben az időben már három további kutatócsoport dolgozott hasonló kísérletek előkészítésén: Chicagóban, Leidenben és Moszkvában. A világ összes kísérleti fizikusai között négy csoport akadt, akik készek voltak arra, hogy abbahagyják megszokott munkájukat és elmerüljenek az új gondolatok következményeinek vizsgálatában.

Emlékszem rá, hogy 1956 októberében találkoztam Yanggal. Így szóltam hozzá: „Igen érdekes lesz, ha Wu kísérletéből kijön valami”. „Igen”, mondta „érdekes lesz”, és tovább beszélt a reális gázokra vonatkozó számításairól. Úgy hiszem, hogy még előtte sem volt teljesen világos, hogy ez mennyire érdekes lesz. Ebben a tekintetben nem volt sem jobb, sem rosszabb, mint Rutherford.

Általános szabályként — amely alól azonban igen figyelemre méltó kivételeket is találunk — azt mondhatjuk, hogy a fizika minden nagy fel-

fedezése csupán a döntő pillanat, ismereteink mintegy 60 évnyi időszakra kiterjedő fokozatos növekedésében. Általában egy rejtélyes jelenség felfedezése és a magyarázatot szolgáltató új gondolat megszületése között harminc év telik el. Újabb harminc év telik el a gondolat születése és a belőle adódó főbb következtetések kidolgozása között. Az első harminc év a küzdelem és a megoldás keresésének korszaka, a második harminc év pedig a különös fogalmak újrafogalmazásával és megemésztésével telik el. Faraday nagy eredménye: az elektromágneses indukció felfedezése és a Maxwell-elmélet megszületése között harminc év telt el. Maxwell elméletétől a Hertz-féle elektromágneses hullámok kimutatásáig vagy a Pupin-féle távvezetékig újabb harminc esztendő a távolság. Harminc évbe telt, míg az atommag felfedezéséhez vezető Rutherford kísérlettől eljutottunk a magszerkezet és a magreakciók nagy vonalakban való megértéséhez. Harminc év múlt el a Heisenberg-féle kvantummechanika felállításától is addig, míg John Bardeen megalkotta a szupravezetés új elméletét; bár a legtöbb fizikus már régóta hitt abban, amit most Bardeen briliánsan bebizonyított: hogy ti. a szupravezetés nem más, mint a kvantummechanika elveinek látványos megnyilatkozása a makroszkópikus jelenségek körében.

Lee és Yang felfedezése esetében csak a múltat láthatjuk, a jövőt még nem. Harminc esztendeje adta meg először Enrico Fermi a radioaktív magok béta-bomlásáért felelős gyenge kölcsönhatások általános leírását. Ugyanakkor megfogalmazta a feladatot, hogy miképpen kereshetjük meg az ezen kölcsönhatások leírására szolgáló törvények pontos alakját. E feladat harminc éven át megoldatlan maradt, bár évről-évre mérhetetlenül sok, egyre leleményesebb és pontosabb kísérletet végeztek a probléma tisztázása céljából. A gát áttörését végül is Lee és Yang javaslata hozta meg, amely szerint a jobb és bal szimmetriájának megsértése lényeges vonása lehet a gyenge kölcsönhatásoknak. A Lee és Yang gondolatának első kísérleti igazolását követő esztendőben a kísérletek új áradata indult meg: a jobb-bal szimmetriájának kimutatására elvégzett és az azt kihasználó kísérletek. Ezek a kísérletek végül is elvezettek a Fermi által kitűzött probléma megoldásához. Most már ismerjük — legalábbis az atommagok béta-bomlása esetében — a gyenge kölcsönhatásokat leíró törvény alakját. Mindenki előtt világos, hogy ezzel még nem értünk a történet végére: a fele még hátra van. Még távol vagyunk attól, hogy alapjaiban értsük: miért csak a gyenge kölcsönhatásokban figyelhető meg a jobb és bal aszimmetriája s az erős kölcsönhatásokban nem? De most kerültünk első ízben abba a helyzetbe, hogy szilárd alapokon állva, összefüggéseiben gondolkozzunk a gyenge kölcsönhatások alapvető problémájáról. Bizonyosra vehetjük, hogy a kérdéseken folyton-folyvást gondolkodni fognak az elméleti fizikusok, míg csak napvilágot nem derítenek Lee és Yang felfedezésének teljes jelen-



tőségére. Ha ez a folyamat is történelmi elődeinek mintáját fogja követni, úgy e probléma el fog bennünket látni gondolkodnivalóval a következő harminc-egynéhány esztendőre.

A fentiekben rövid és töredékes áttekintést adtam az elméleti fizika legutóbbi évszázadában megszületett fizikai felfedezésekről. Nem akarom túlzásba vinni azon rokonvonások és szabályosságok hangsúlyozását, amelyeket e példákban találhatunk. Amennyire én látom, a tudomány fejlődésének nincsenek történeti törvényei. Én az emberi ismeretek bővülésének arra a lassúbb és szélesebben hömpölygő folyamatára kívántam ráirányítani a figyelmet, amely minden jelentős új gondolat születését megelőzően és követően megfigyelhető. Az a munka, amelyet egy-egy nagy felfedezés után a nagy és kis tudósoknak egyaránt el kell végezniük: az új gondolatok befogadása és megemésztése, éppolyan fontos és kemény munka, mint a tapogatódzás, az előrehaladás az új gondolat megszületéséhez vezető úton. E folyamatot legjobban Sir Arthur Eddington 1934-ben leírt szavai jellemzik: „Ha ezt az újabb fejlődési folyamatot távlataiban szemléljük, az úgy tűnik fel, mint a virág szirmainak természetes kibontakozása.”

Befejezésül: mit mondhatunk a jövőről? Tehetünk-e jóslásszerű kijelentéseket, vagy befolyásolhatjuk-e valamiképpen a jövő felfedezések folyamatát? E kérdésekre a válasz természetesen *nem*; a kijelentések, amelyeket tehetünk, legfeljebb halvány sejtéseknek adhatnak kifejezést. Mégis megkockáztatok néhány vaktában mondott találgatást a jövőről.

Az elemi részecskék fizikájának helyzetéről jelenleg kétféle elterjedt nézet van forgalomban. Az egyik, amelyet optimistának nevezhetünk, azt vallja, hogy a mi mostani helyzetünk az 1925-beli helyzethez hasonlítható, amikor a klasszikus fizika és az atomfizika között feltűnő hasadék éktelenkedett. Ekkor Bohr, H. A. Kramers, Louis de Broglie, Erwin Schrödinger, P. A. M. Dirac és Heisenberg heroikus intellektuális küzdelem eredményeképpen rendet teremtettek a káoszban és létrehozták a kvantummechanikát. Az optimista nézet szerint küszöbön áll egy hasonló korszakalkotó felfedezés, amely véget fog vetni az elemi részecskék fizikájában jelenleg uralkodó zűrzavarnak. Az ezzel szemben álló véleményt gyakran nevezik pesszimistának, én azonban szívesebben nevezem szkeptikusnak, minthogy magam is ezt osztom; s azt pedig nem ismerem el, hogy én kevesebb örömet lelek a természet jelenségeiben, mint azok, akik optimistáknak vallják magukat. A szkeptikus felfogás szerint a fejlődés várható üteme lassúbb lesz; ez a nézet szerényebb szerepet tulajdonít a jelenlegi fizikus-nemzedék képességeinek és problémáinak, ugyanakkor jobban áthatja a természet kimeríthetlenségébe vetett hit.

A szkeptikus felfogás szerint nemzedékünk helyzete Newton 18. századbeli követőinek helyzetéhez hasonlítható. Miután Newton teljessé tette a dinamika tanának kereteit, követői előtt

két nagy feladat állott. Az egyik abban állott, hogy meg kellett érteni a Newton gondolataiból levonható matematikai következtetéseket. E feladat elvégzése volt a 18. és 19. század nagy alkalmazott matematikusainak: Leonhard Eulernek, Joseph Louis Lagrangenak, Pierre Simon de Laplacenak, Karl Jacobinak és William Rowan Hamiltonnak életműve. E munka igénybe vette a Newton Principiájának megjelenését követő 150 esztendőt. A második feladat azon fizikai jelenségek tanulmányozása és rendszerezése volt, amelyek Newton dinamikájának határain kívül feküdtek: a fény-, az elektromos és a mágneses jelenségé. E feladat kötötte le a Newton után két évszázad vezető fizikusainak erőfeszítéseit: elvégzése csak Michael Faraday és Maxwell munkájával fejeződött be.

Az én szememben vitathatatlanul látszik, hogy a kvantummechanikát senkinek sem sikerülhetett felfedeznie, bármilyen nagy lángelme is lett volna az illető, míg Hamilton és Maxwell el nem végezte munkáját. Ha valaki Newton halála után harminc évvel így szolt volna: „Világos, hogy szükség van a dinamika gyökeres megújítására, hogy megmagyarázhassuk a fény és az elektromosság viselkedését”, s leült volna, hogy megkísérelje felfedezni a kvantummechanikát, csak idejét pocsékolta volna. A newtoni dinamika Hamilton által elvégzett mély analízise nélkül, amely az új elmélet *alakjának* megtalálásához adott sugalmazást, és Maxwell elektromágneses térelmélete nélkül, amely az új elmélet *fizikai tartalmát* sugalmazta, senkinek sem lehetett sejtelme arról, hogy *milyen* újításra van szükség?

Az én nézetem, a szkeptikus felfogás, lehetségesnek tartja, hogy mi éppolyan messze vagyunk az elemi részecskék tulajdonságainak megértésétől, mint amilyen messze Newton követői voltak a kvantummechanikától. Akárcsak előttük, előttünk is két hatalmas feladat áll. Az egyik: a meglevő elméletek matematikai apparátusának tanulmányozása és kiaknázása. Lehet, hogy a meglevő kvantumelméletek helyesek, lehet, hogy helytelenek, de annyi bizonyos, hogy olyan matematikai mélységeket rejtjenek, amelyek felderítése egy Euler vagy Hamilton lángelméjét fogja igényelni. Könnyen megeshet hogy addig hozzá sem kezdetünk az új elmélet felépítéséhez, míg a régebbiek matematikai természetét világosan meg nem értettük. Második feladatunk, hogy azon fizikai jelenségek széles körének felderítésére törekedjünk, amelyekről a jelenleg meglevő elméletek nem adnak számot. Ez jelenti azt is, hogy folytassuk a kísérletezést az elemi részek fizikájának divatos területén, de ennél sokkal többet is jelent. A fizika azon ágai közül, amelyeket a legújabb elemi részecske-elméletek figyelmen kívül hagytak, kiemelkedik a gravitáció és a kozmológia. Einstein gravitációs elmélete, amelynek felállítása kiugró jelentőségű újítás volt, még születése után negyven esztendővel sem került kapcsolatba a fizikai kutatás fő sodrával. A koz-



mológia — éppúgy, mint a Rutherford kortársai számára az atom belseje — a legtöbb fizikus szemében olyan területnek számít, amelyről nem illendő gondolkozni. Igen valószínű, hogy az elemi részek kielégítő elméletének lényeges részét fogják alkotni az univerzumra vonatkozó „határfeltételek”, amelyek döntő módon megszabják a benne végbemenő jelenségek lefolyását. Ha ez így van, úgy addig nem várhatjuk, hogy tisztázódjanak az elemi részecskék fizikájának problémái, míg a kozmológia nagy nyitott kérdéseire választ nem adtak a megfigyelések.

Az én sejtésem szerint a fizika nagy megújulásai a jövőben, éppúgy, mint a múltban

történt, 25–50 éves közzel fogják követni egymást. Ez az az idő, amelyre szükség van ahhoz, hogy az egyik felfedezést megemésszük, mielőtt a következő a világra születhet. Sejtésem szerint nem valószínű, hogy 100 éven belül a newtoni dinamikához vagy a kvantummechanikához hasonlítható megújításra kerüljön sor. S úgy vélem, hogy a következő fontos felfedezés 25 éven belül várható, s hogy ez a bolygóközi térbe juttatott, érzékeny kísérleti eszközökkel felszerelt berendezések segítségével lehetővé tett csillagászati megfigyelésekből fog kinőni.

Freeman J. Dyson

(Fordította: Györgyi Géza)

## Elemek, atomok, periódusos rendszer. IV.

A Pauli-elvvel, a többelektromos atomok kvantumállapotainak leírásával kapcsolatban a következő probléma merül fel. A hidrogénatom (és a hidrogénszerű ionok) egyetlen elektronjának stacionárius állapotait az  $n$ ,  $l$ ,  $m$  és  $s$  kvantumszámokkal jellemeztük. Vajon ezek a kvantumszámok megtartják-e értelmüket akkor is, ha nemcsak az atommag, hanem a többi elektron elektromos (és mágneses) terében mozognak a több-elektronos atom elektronjai?

Tegyük fel, hogy az egyes elektronok között ható erőket adiabatikusan zérusra csökkenthetjük, s közben az atommag és az elektronok kölcsönhatása változatlan marad. Határesetben minden elektron csupán az atommag terében mozog és ebben az állapotban az egyes elektronokhoz már karakterisztikus  $n$ ,  $l$ ,  $m$  és  $s$  kvantumszámok rendelhetők. A Pauli-elvet már most a következőképpen fogalmazhatjuk meg: A természetben csak olyan atomi állapotok léteznek, amelyek az elektronok kölcsönhatásának adiabatikus kikapcsolása után olyan kvantumállapotokba mennek át, amelyekben semelyik két elektronnak sem egyezik meg mind a négy kvantumszáma.

Ebből következik, hogy egy atomon belül legfeljebb  $2(2l+1)$  olyan elektron lehet, amelyeknek az  $n$  és  $l$  kvantumszáma azonos. Adott  $l$  kvantumszám esetén ugyanis az  $m$  mágneses kvantumszám értéke  $-l, -l+1, \dots, 1, 0, 1, \dots, l-1, l$  lehet, tehát  $2l+1$  különböző értéket vehet fel. Ezenkívül az elektronok  $s$  spinquantumszáma  $\frac{1}{2}$  vagy  $-\frac{1}{2}$  lehet, tehát az adott  $n$  és  $l$  kvantumszámhoz tartozó kvantumállapotok száma  $2(2l+1)$ . Az ezekben az állapotokban lévő elektronok összességét lezárt alhéjnak nevezzük. A lezárt alhéjban lévő elektronok eredő impulzusmomentuma zérus. ( $J = 0$ ). A legtöbb esetben (Russell–Saunders-féle kapcsolódás) a lezárt héjban lévő elektronok pályá- és spinmomentuma külön-külön is zérus ( $L = 0, S = 0$ ). A lezárt alhéjban lévő elektronok impulzusmomentumának abszolút értéke ugyanis egyenlő, de valamilyen irányra vett vetületük:  $m\hbar = -l\hbar, -(l-1)\hbar, \dots, (l-1)\hbar, l\hbar$ . Ezeknek összege pedig zérus. Hasonlóképpen zérus a spinmomentumnak is a kiválasztott irányba eső vetülete. Ez pedig azt jelenti, hogy az  $L\hbar$  és  $S\hbar$  vektoroknak nem lehet összeváltójuk abban az irányban, amelyet a mágneses kvantumszám megállapítása végett kiválasztottunk. Minthogy azonban ez az irány (külső tér hiányában) tetszőlegesen választható, az impulzusmomentumnak zérusnak kell lennie. (Egyébként már a többelektronos atomok spektrumának multiplett szerkezete alapján megállapították, hogy az atom impulzusmomentuma megegyezik a legkülső, le nem zárt alhéjban lévő elektronok impulzusmomentumának eredőjével).

Az adott  $n$  főkvantumszámú állapotokban lévő elektronok elektronhéjat alkotnak. Könnyen belátható, hogy egy elektronhéjban legfeljebb  $2n^2$  darab elektron lehet. Egy alhéjban ugyanis  $2(2l+1)$  elektron tartózkodhat, adott  $n$  főkvantumszám esetén pedig az  $l$  mellékvantumszám az  $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$  értékeket veheti fel. A lezárt héjban lévő elektronok száma tehát

$$N_n = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2.$$

A lezárt elektronhéjak létezésére először Kossel következtetett 1914-ben a röntgenszínképek vizsgálata során. Ismeretes, hogy az atom röntgensugárzást akkor emittál, ha valamelyik erősebben kötött belső elektronját (pl. elektronbombázással) eltávolítjuk és az így megüresedett helyre a lazábban kötött külső elektronok valamelyike átugrik. A két állapot energiakülönbsége röntgensugár alakjában emittálódik. Ugyanennek a röntgensugárnak az abszorpciója azt eredményezné, hogy a sugárzás energiájának hatására a belső pályán lévő elektron külsőbb pályára ugrik át. Ez az abszorpció azonban — általában — nem jön létre. Ennek alapján Kossel arra a következtetésre jutott, hogy a külsőbb héjban az elektronállapotok be vannak töltve, ezért nem mehet át oda belsőbb pályáról az elektron. Ha azonban a sugárzás energiája elég nagy, hogy a belső elektront a még be nem töltött pályák valamelyikére emelje, akkor a röntgensugarat az atom nagy valószínűséggel abszorbeálja.



Ismeretes, hogy egy elem izotópjai abban különböznek egymástól, hogy atommagjukban különböző számú neutron tartalmaznak. Mint-hogy egy elem izotópjai kémiai szempontból egy-formán viselkednek, nyilvánvaló, hogy az atomok kémiai viselkedése szempontjából az atommagjuk tömegének nincs alapvető jelentősége. Az atomok kémiai tulajdonságait elektronjaik száma és mozgása (elsősorban a külső elektronjaik száma és mozgása) határozza meg. Minthogy tehát az elemek Mengyelejev-féle rendszerében az elemek kémiai tulajdonságai periódikusan ismétlődnek, ezért várható, hogy az atomok elektronszerkezetének sajátosságai is periódikusan változnak a  $Z$  rendszámmal. Az atomfizika egyik legnagyobb eredménye, hogy az elemek kémiai tulajdonságait (vegyérték, fémes jelleg, mágneses tulajdonságok, kémiai hasonlóság) az elektronszerkezetük alapján sikerült értelmezni.

Az elektronok az atomban úgy mozognak (olyan állapotot foglalnak el), hogy energiájuk minimális legyen. Ha tehát a Pauli-elv nem lenne érvényes, akkor az atom minden elektronja az  $n = 1, l = 0, m = 0, s = \frac{1}{2}$  kvantumszámokkal jellemzett állapotban lenne. A Pauli-elv értelmében azonban csak  $2n^2$  olyan elektron lehet az atomban, amelyek mindegyikének főkvantumszáma  $n$ . Az  $n$  főkvantumszámú állapotban az  $l$  mellékkvantumszám értéke  $l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1)$  lehet, az adott  $l$  mellékkvantumszámú állapotban  $2(2l + 1)$  elektron számára van hely. Ezek az utóbbi elektronok alkotják az egyes alhéjakat. A 2. táblázat alapján könnyen áttekinthető, hány elektron számára van hely az egyes alhéjakban és héjakban. A táblázat első sorában álló K, L, M, ... betűk az  $n = 1, 2, 3, \dots$  héjak szokásos spektroszkópiai jelölései.

Ha az elektronok az atommag Coulomb-terében mozognának, vagyis egymással nem lennének kölcsönhatásban, akkor az egyes héjak betöltődése az  $n$  főkvantumszám növekedésének sorrendjében történne, egy héjon belül pedig az alhéjak az  $l$  mellékkvantumszám növekedésének megfelelően töltődnének be. A hidrogénszerű ionok energiájának relativisztikus kifejezéséből ugyanis megállapítható, hogy az adott  $n$  főkvantumszámú állapotok energiája  $l$  növekedésekor csökken. Valójában azonban minden elektron az atommag és a többi elektron terében mozog, ezért az elektronhéjak betöltődése nem követi pontosan az előbbi sorrendet. Az energiaszintek meghatározása általában bonyolult feladat, amelynek megoldása a Bohr-elmélet keretei között csak félempirikusan lehetséges. Fontos támpontot ad a betöltődés sorrendjének meghatározásához az ionizációs energia változása, továbbá az atom színképének szerkezete, amelynek alapján az atom alapállapotának impulzusmomentuma általában meghatározható. Az egyes periódusok taglalása előtt még azt említjük meg, hogy az elektronburok periódikus betöltődésére vall az ionizációs energia periódikus váltakozása is.

Az elemek természetes rendszerének első periódusában két elem van: a hidrogén és a hélium. A hidrogén alapállapota  $1s$ -állapot ( $n = 1, l = 0$ ), a hélium két elektronja is  $1s$ -állapotban van, de a Pauli-elvnek megfelelően ellentétes spinnel.

A hidrogén egyetlen elektronjának spinje kompenzálatlan: a hidrogén egy vegyértékű, atomos állapotban paramágneses. A hélium eredő impulzusmomentuma zérus, kémiai erősen inaktív, nemesgáz. Ezzel az első elektronhéj lezárul. A Pauli-elvből következik, hogy a lítiummal új elektronhéjnak kell kezdődnie, harmadik elektronjának kvantumszámjai:  $n = 2, l = 0, m = 0, s = \frac{1}{2}$  vagy  $s = -\frac{1}{2}$ . Összhangban áll ezzel az a

2. táblázat

Az egyes héjakban és alhéjakban levő elektronállapotok száma

Az elektronhéj szimbóluma	K	L	M	N	O	P	Q
$n$ főkvantumszám .....	1	2	3	4	5	6	7
A lehetséges állapotok száma: $2n^2$ .....	2	8	18	32	50	72	98
$l$ mellékkvantumszám ...	0	0 1	0 1 2	0 1 2 3	0 1 2 3 4	0 1 2 3 4 5	0 1 2 3 4 5 6
Az egyes állapotok spektroszkópiai jelölése	1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d 5f 5g	6s 6p 6d 6f 6g 6h	7s 7p 7d 7f 7g 7h 7i
Az alhéjban levő állapotok száma: $2(2l+1)$	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14 18	2 6 10 14 18 22	2 6 10 14 18 22 26



## Az atomok elektronszerkezete

Héj		K	L	M	N	O	P	Q
Alhéj		1s	1s, 2p	3s, 3p, 3d	4s, 4p, 4d, 4f	5s, 5p, 5d, 5f, 5g	6s, 6p, 6d, 6f, 6g, 6h	7s
I	1. H 2. He	1 2						
II	3. Li 4. Be 5. B 6. C 7. N 8. O 9. F 10. Ne	2 2 2 2 2 2 2 2	1 2 2 1 2 2 2 3 2 4 2 5 2 6					
III	11. Na 12. Mg 13. Al 14. Si 15. P 16. S 17. Cl 18. Ar	2 2 2 2 2 2 2 2	2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6	1 2 2 1 2 2 2 3 2 4 2 5 2 6				
IV	19. K 20. Ca 21. Sc 22. Ti 23. V 24. Cr 25. Mn 26. Fe 27. Co 28. Ni 29. Cu 30. Zn 31. Ga 32. Ge 33. As 34. Se 35. Br 36. Kr	2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2	2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6	2 6 2 6 2 6 2 6 2 2 6 3 2 6 5 2 6 5 2 6 6 2 6 7 2 6 8 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10	1 2 2 2 2 1 2 2 2 2 2 2 1 2 2 2 3 2 4 2 5 2 6			
V	37. Rb 38. Sr 39. Y 40. Zr 41. Nb 42. Mo 43. Tc 44. Ru 45. Rh 46. Pd 47. Ag 48. Cd 49. In 50. Sn 51. Sb 52. Te 53. I 54. Xe	2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2 2	2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6	2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10	2 6 2 6 2 6 1 2 6 2 2 6 4 2 6 5 2 6 6 2 6 7 2 6 8 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10	1 2 2 2 1 1 1 1 1 1 2 2 1 2 2 2 3 2 4 2 5 2 6		
VI	55. Cs 56. Ba 57. La 58. Ce 59. Pr 60. Nd 61. Pm 62. Sm 63. Eu	2 2 2 2 2 2 2 2 2	2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6 2 6	2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10	2 6 10 2 6 10 2 6 10 2 6 10 1 2 6 10 2 2 6 10 3 2 6 10 4 2 6 10 6 2 6 10 7	2 6 2 6 2 6 1 2 6 1 2 6 1 2 6 1 2 6 2 6 2 6	2 2 2 2 2 2 2 2 2	



3. táblázat folytatása

Héj	K	L	M	N	O	P	Q
Alhéj	1s	1s, 2p	3s, 3p, 3d	4s, 4p, 4d, 4f	5s, 5p, 5d, 5f, 5g	6s, 6p, 6d, 6f, 6g, 6h	7s
VI							
64. Gd	2	2 6	2 6 10	2 6 10 7	2 6 1	2	
65. Tb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 8	2 6 1	2	
66. Dy	2	2 6	2 6 10	2 6 10 9	2 6 1	2	
67. He	2	2 6	2 6 10	2 6 10 10	2 6 1	2	
68. Er	2	2 6	2 6 10	2 6 10 11	2 6 1	2	
69. Tu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 13	2 6	2	
70. Yb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6	2	
71. Lu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 1	2	
72. Hf	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 2	2	
73. Ta	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 3	2	
74. W	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 4	2	
75. Re	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 5	2	
76. Os	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 6	2	
77. Ir	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 7	2	
78. Pt	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 9	1	
79. Au	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	1	
80. Hg	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2	
81. Tl	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 1	
82. Pb	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 2	
83. Bi	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 3	
84. Pe	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 4	
85. At	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 5	
86. Em	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6	
VII							
87. Fr	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6	1
88. Ra	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6	2
89. Ac	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	2 6 1	2
90. Th	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 1	2 6 1	2
91. Pa	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 2	2 6 1	2
92. U	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 3	2 6 1	2
93. Np	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 4	2 6 1	2
94. Pu	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 5	2 6 1	2
95. Am	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 6	2 6 1	2
96. Cm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 7	2 6 1	2
97. Bk	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 8	2 6 1	2
98. Cf	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 9	2 6 1	2
99. E	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 10	2 6 1	2
100. Fm	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 11	2 6 1	2
101. Mv	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 12	2 6 1	2
102. No	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 13	2 6 1	2

tapasztalat, hogy a litium ionizációs energiája csupán 5,4 eV, míg a héliumatomé 24,58 eV. A litiumatom tehát legkülső elektronját könnyen leadja és így lezárt külső héjat alakít ki (fémes jelleg). Ezután fokozatosan megtelik a második héj, amely a neonnal zárul. A neon lezárt elektronhéjának pálya- és spinmomentuma zérus; ezt bizonyítja az a spektroszkópiai tapasztalat is, hogy a neon alapállapota  $1S_0$ -állapot; a neon kémiaiilag inaktív nemesgáz.

A Pauli-elv szerint az L-héjban több elektron számára nincs hely, tehát a nátriumnál új, külsőbb elektronhéj kezd betöltődni. Jó összhangban van ezzel az a tapasztalat, hogy a nátrium ionizációs energiája (5,14 eV) igen kicsi az előtte álló elemekéhez képest (a neon ionizációs energiája 21,56 eV). Minthogy a spektroszkópiai tapasztalat szerint a nátrium alapállapota  $2S_{1/2}$ -állapot, az új héj első elektronjának kvantumszámai:  $n = 3$ ,  $l = 0$ ,  $m = 0$ ,  $s = 1/2$  (3s-elektron). Ezt a külső elektront a nátrium könnyen leadja és ezáltal lezárt héj marad vissza (fémes jelleg). A következő nemesgázig, az argonig a betöltődés hasonló az előző periódus betöltődéséhez. Még egy 3s-elektron

kerül erre a héjra ellentétes spinnel (Mg, alapállapota  $1S_0$ ), majd hat 3p-elektron, amelyeknek eredő impulzuszmomentuma zérus. Ebben az M-héjban még tíz darab 3d-elektron számára van hely. Mielőtt azonban ezek az állapotok betöltődnek, a káliumatommal megkezdődik az N-héj ( $n = 4$ ) betöltődése. Erre mutat például az a tapasztalat, hogy a kálium ionizációs energiája 4,34 eV, míg az előtte álló argoné 15,75 eV. A kálium a litiumhoz és a nátriumhoz hasonló tulajdonságú egyvegyértékű alkáli-fém. A következő elemnél, a kalciumnál még egy 4s-elektron kerül az elektronhéjba, majd a szkandiumnál megkezdődik az energetikailag valamivel mélyebben fekvő 3d-állapotok betöltődése. A nikkelig hét további 3d-elektron kerül az elektronburokba. A kilencedik 3d-elektron beépülése után olyan rézatom keletkezik, amelynek két külső 4s-elektronja van és amelynek M-héjából egy 3d-elektron hiányzik. Ilyen állapotban a réznek két vegyértéke van. Ez az állapot azonban energetikailag kis mértékben instabil. Ha ugyanis a két 4s-elektron egyike a még üres 3d-állapotba megy át, energetikailag kedvezőbb lesz az atom állapota. Ebben



az állapotban a réz egy vegyértékű. A két állapot energiája oly közel fekszik egymáshoz, hogy az előbbi állapotba a rézatom már kis perturbáció hatására átmehet. A cinknél ismét betöltődik a második 4s-elektron helye, amely a réznél a belsőbb 3d-állapotba került. Azután a kriptonig hat darab 4p-elektron kerül az elektronburokba és ezzel lezárul az N-héj  $l = 1$  mellékkvantumszámú alhéja. A héj végleges betöltődéséhez még hiányzik a tíz darab 4d-, valamint a tizennégy darab 4f-elektron. A következő elemnél, a rubidiumnál megkezdődik előbb az O-héj feltöltődése (5s-elektron, ionizációs energiája 4,2 eV), majd a stronciumnál betöltődik a másik 5s-állapot is. Ezután kerül sorra a tíz darab 4d-elektron helyének utólagos betöltődése. A xenonnál lezárul az O-héj  $l = 1$  alhéja; a xenon kémiaiilag inaktív nemesgáz.

A következő periódus az alkálifém céziummal kezdődik és a nemesgáz radonnal (emanációval) végződik. Itt a viszonyok valamivel bonyolultabbak, atomelméleti értelmezésük azonban összhangban áll a tapasztalattal. A céziumnál és a báriumnál a 6s-elektronokkal megkezdődik a hatodik, P-héj feltöltődése, majd az előző periódushoz hasonlóan a lantanánál megkezdődik az 5d-elektronok utólagos beépülése. A következő tizennégy elemnél utólag megtelik a 4f-elektronok helye. Ezek az elektronok tehát az  $n = 4$  kvantumszámú héjra kerülnek, míg ezen a héjon kívül már az  $n = 5$  és az  $n = 6$  kvantumszámú pályán is vannak elektronok. Minthogy azonban az atomok kémiai viselkedését döntő mértékben a legkülső elektronok határozzák meg, a belső 4f-elektronok fokozatos beépülése az atomok kémiai viselkedését lényegesen nem változtatja meg. Az a tapasztalat tehát, hogy ezek a ritka földfémek (lantánidák) kémiaiilag nagyon hasonló viselkedésűek, atomelméletileg magyarázható.

A periódusos rendszer utolsó elemeinél pontosan megismétlődik az előző héj feltöltődésének a menete. Először a Q-héjra kerül két 7s-elektron

(francium, rádium), majd az aktiniumnál (mint az előző periódusban a lantanánál) beépül egy 6d-elektron, mert ez az állapot energetikailag mélyebb a 7p-állapotnál. A periódusos rendszer utolsó tizenhárom elemének elektronburokában fokozatosan betöltődik a belső 5f-elektronok helye. Ezeket a kémiaiilag hasonló viselkedésű elemeket aktinidáknak nevezzük. Közéjük tartoznak az utóbbi években nesterségesen előállított transzurán elemek is: neptunium, plutonium, amerícium, curium, berkelium, californium, einsteinium, fermium, mendelevium, nobelium.

Az atomok elektronhéjának betöltődését a 3. táblázatban foglaltuk össze.

Az atomok elektronszerkezetének meghatározása általában bonyolult feladat. 1921-ben, amikor Bohr a periódusos rendszer értelmezésére vonatkozó elméletét közölte, a 72 rendszámú elem még ismeretlen volt. Általában úgy gondolták, hogy ennek az elemnek a lantanidákhoz kell tartoznia, ezért az ilyen tulajdonságú ásványok közt keresték. Bohr azonban atomelméleti úton arra következtetett, hogy a 71 rendszámú lutéciumban (kassziópeium) az N-héj 4f-alhéja már be van töltve, a 72-es rendszámú elem sem tartozhat tehát a lantanidákhoz. Ugyancsak atomelméleti megfontolások alapján Bohr arra következtetett, hogy a 72 rendszámú atom utolsó elektronjának 5d-állapotban kell lennie, vagyis az ismeretlen elemnek kémiaiilag a cirkonhoz kell hasonlítania, amelynek 4d-héjában ugyancsak két elektron van.

Bohr következtetései alapján Hevesy és Coster meg is találta a kérdéses elemet cirkon tartalmú ásványokban. Minthogy ezt az elemet Kopenhágában fedezték fel, Kopenhága latin nevééről (Hafnia) hafniumnak nevezték el.

Szabó János

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Elméleti Fizikai Intézete

(Folytatása következik)

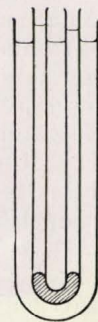
## A FIZIKA TANÍTÁSA

### Folyadékok különböző hőkiterjedésének bemutatása

Ismeretes a folyadékok hőkiterjedési együtthatójának mérésére szolgáló Dulong-féle eljárás: a megvizsgálandó folyadék közlekedő edényben van, melynek szárait különböző hőmérsékleteken tartjuk. A szintkülönbségből megállapítható a sűrűségek eltérése és ebből számítható a hőkiterjedési együttható, függetlenül az edény hőkiterjedésétől. Ezzel az elvvel feltűnően szemléltethetjük egyes folyadékok hőkiterjedésének különbözőségét. Válasszunk példának vizet és dioxánt. Szobahőfokon a dioxán nagyobb sűrűségű, a forráspont közelében viszont a víz sűrűsége nagyobb. Ez a viselkedés igen szemléltetően mutatható meg közlekedő edénnyel.

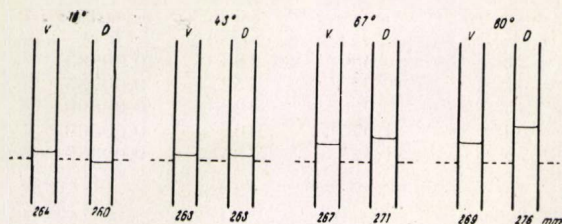
Készítsünk 4–6 mm belső átmérőjű üvegesből kb. 30 cm hosszú U-csövet, melynek szárai szorosan egymás mellett vannak (1. ábra). Aljára öntsünk kb. 1 cm magasságig higant, a két folyadék elválasztására. Az egyik szárra vizet öntünk, a másikba dioxánt úgy, hogy a dioxán felszíne nagyobb sűrűségének megfelelően néhány

mm-rel alacsonyabban álljon. (A higanyszintek pontos egyenlőségét nehéz beállítani.) Az U-csővet nagy, vízzel telt kémcsőbe vagy pohárba állítjuk, melléje hőmérőt állítunk és a külső edény vizét szinte forrásig melegítjük. (A dioxán forráspontja 101,1°) Megfigyeljük az U-csőben a folyadékszintek változását. Bizonyos hőmérsékleten a szintek egyenlő magasan lesznek, további melegítésnél a dioxán felszíne magasabbra emelkedik, mint a vízé, tehát hőkiterjedési együtthatója sokkal nagyobb, mint a vízé. Egyik kísérlet eredményét, a folyadékoszlopok magasságait a 2. ábra tünteti fel. Ez a rajz csak az U-cső felső végét tünteti fel négy különböző hőmérsékleten; a számok a folyadékoszlopok magasságait jelentik.



1. ábra





2. ábra

A dioxán hőkitérjedési együtthatója ezek alapján  $0,00114 \text{ fok}^{-1}$ -nek adódik. Hasonló kísérlet végezhető dioxán helyett anilinnel is (hőkitérjedési együtthatója  $0,000817 \text{ fok}^{-1}$ , forrása  $184^\circ$ ). Táblázatunk néhány tájékoztató számértéket közöl a víz, dioxán és anilin sűrűségének a hőmérséklettől való függéséről. A víznél a változás nagyon eltér a linearitástól.

	víz	dioxán	anilin
$20^\circ$	0,9982	1,0330	1,0249
$40^\circ$	0,9922	1,0095	1,0053
$60^\circ$	0,9832	0,9860	0,9879
$80^\circ$	0,9718	0,9625	0,9710
$100^\circ$	0,9584	0,9390	0,9530

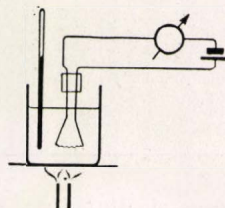
Mivel az anilin nem keveredik vízzel, ezért ennél a folyadéknál a vízhez viszonyított sűrűségarány megváltozása kvalitatíve könnyen kimutatható, ha egy csepp anilint ejtünk egy pohár vízbe. Hidegen az anilincsepp alul helyezkedik el, forrón felül. (De forrón nagyon hamar oldódik az anilincsepp a vízben.) Dioxánnal így nem végezhető el a kísérlet, mert ez a folyadék keveredik vízzel.

Tanulói kísérletben könnyen megvizsgálhatjuk a folyadék hőkitérjedését, ha areométerrel mérjük a sűrűség függését a hőfoktól, például alkohol esetében.

Vermes Miklós

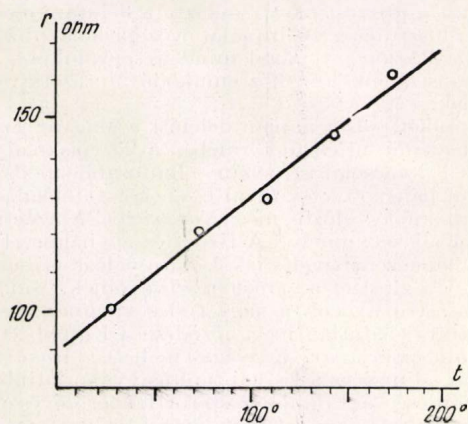
## Mérőkísérletek az ellenállásnak a hőmérséklettől való függésére

Előadási vagy tanulói kísérletben érdemes a fémek fajlagos ellenállásának a hőmérséklettől való függését tanulmányozni. Ennek egyszerű módja, ha egy izzólámpát különböző feszültségeken izzítunk, miközben mérjük a feszültséget és az áramerősséget. A mérési adatok mutatják, hogy magasabb hőmérsékleten nagyobb az ellenállás és (tekintettel a változatlan geometriai méretekre) a fajlagos ellenállás, de a tényleges kiértékelést megakadályozza az a körülmény, hogy a hőfokot nem mérhetjük. Ennek a hiányosságnak a megszüntetését célozza ez a leírás.



1. ábra

220 voltos, például 40 wattos izzólámpa buráját levesszük úgy, hogy az izzószála ne sérüljön meg. Célszerű az üvegburát egy kis helyen gázlánggal erősen hevíteni és ha az üveg felpukkant, akkor fogóval leszedjük az üvegcserepeket. A helytel való gazdálkodás érdekében ajánlatos mignonfogóval az égőt használni. Ha ugyanazt a berendezést több éven át használjuk, akkor az izzó-



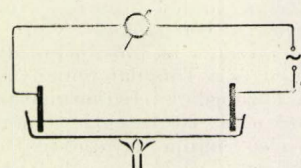
2. ábra

lámpa ilyen módon való elpusztítása nem túl drága befektetés. A lámpa megmaradt részét fogóval csavarjuk és a volfrámszálat üveg pohárban levő nitrobenzolba látjuk (1. ábra). Ha nem akarunk magasabb hőmérsékletig mérni, akkor petróleum is megfelel. Az izzószálat ampermérővel sorbakötve ismert feszültségű zseblámpa-csatlósra kapcsoljuk és a nitrobenzol-fürdő különböző hőmérsékletei mellett mérjük az áramerősséget. Az adatokból számítható az ellenállás. Ennek a hőmérséklettől való függése adja a fajlagos ellenállás függését is. Az áramot csak a műszer leolvasásának másodperceire kapcsoljuk be.

Egy kísérletben 220 voltos, 40 wattos volfrámszálas izzólámpánál, 4,32 voltos elemet használva a következő értékek adódtak.

hőfok	áramerősség amper	ellenállás ohm
$24^\circ$	0,043	100
$76^\circ$	0,036	120
$108^\circ$	0,033	131
$143^\circ$	0,0296	146
$174^\circ$	0,027	160

Az adatokat ábrázoló pontok igen szépen egyenes mentén helyezkednek el és ezzel a fajlagos ellenállás lineáris függését igazoltuk (2. ábra).  $0^\circ$ -ra vissza-inter-



3. ábra

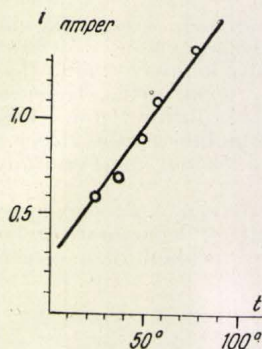
polálva 90 ohm ellenállást kapunk. Ezt alapul véve a volfrám fajlagos ellenállásának hőmérsékleti tényezőjére  $0,00447 \text{ fok}^{-1}$  értéket kapunk. Az irodalomban ezen a hőfok-területen  $0,00511 \text{ fok}^{-1}$  található.

Elektrolit oldatok fajlagos ellenállásának a hőmérséklettől való függését elvben hasonló módon mérhetjük. Ha az ellenállást egyszerűen a feszültség és áramerősség hányadosaként akarjuk mérni, akkor lehetőleg nagy feszültséggel dolgozunk, hogy mellette elhanyagolhatóak legyenek a polarizációs feszültségek. Ez arra vezet, hogy lehetőleg hosszú vezetőt kell használnunk.

60 cm hosszú, 5 cm széles, zománcozott, kisfilm előhívótábla 1 cm magasan 5%-os nátriumklorid oldatot öntünk és a kád végein 5–10 mm átmérőjű szénrudakat helyezünk az oldatba (3. ábra). A szénrudakra 110 voltos



hálózati feszültséget kapcsolunk, sorbakapcsolva az ampermérőt. Váltakozó feszültséget használunk, mindig csak a mérés pillanatában. Különböző hőmérsékleteken mérjük az áramerősséget, gondoskodva a melegítés közben arról, hogy a kád minden részén ugyanaz legyen a hő-

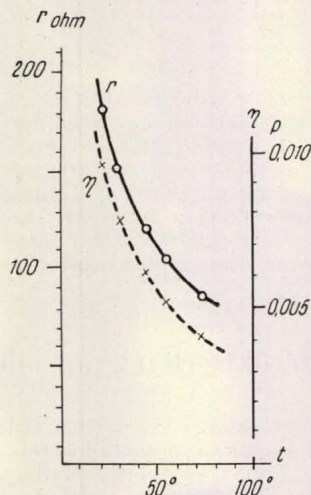


4. ábra

mérséklet. Ha az áramerősséget rajzoljuk fel a hőmérséklet függvényeként, akkor, minthogy a geometriai méretek változatlanok, a fajlagos vezetőképességnek a hőmérséklettől való függéséről kapunk képet. Ez az összefüggés a tapasztalat szerint lineáris. Ha úgy járunk el, mint a volfrám esetében és az ellenállást mérjük fel a hőmérséklet függvényeként, akkor megfigyelhetjük a fajlagos ellenállás rohamos csökkenését. Ennek javarészt a víz belső sűrűlódásának az oka és valóban, a víz belső sűrűlódásának csökkenése a fajlagos ellenállás csökkenéséhez nagyon hasonlít.

Táblázatunk egy kísérletsorozat eredményét tartalmazza. A 4. ábrán látható, hogy a fajlagos vezetőképességgel arányos áramerősség függése valóban lineáris. Az

hőfok t	áramerősség amper i	ellenállás ohm r	belső sűrűlódási együttható η poise
21°	0,600	183	0,00983
31°	0,725	152	0,00785
45°	0,900	122	0,00600
56°	1,075	102	0,00500
75°	1,325	83	0,00380



5. ábra

egyenes hajlásából a hőmérsékleti tényezőre 0,038 fok<sup>-1</sup> adódik az irodalmi 0,030 fok<sup>-1</sup> helyett. Az 5. ábra az ellenállás (fajlagos ellenállás) és a belső sűrűlódási együttható függését tünteti fel. E két adat menete valóban igen hasonló.

Vermes Miklós

## EGYESÜLETI ÉLET—HÍREK

### KÖZÉPISKOLAI FIZIKATANÁROK ANKÉTJA

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, a Művelődésügyi Minisztérium és a Központi Pedagógus Továbbképző Intézet közös rendezésében 1958. december 29—30-án zajlott le a középiskolai fizikatanárok második országos ankétja, amely mintegy 400 résztvevőjével ismét impozáns seregszemle volt. Már csak a megjelentek nagy száma is igazolja az ilyen megbeszélések jogosultságát és a Társulat reményét, hogy a megkezdett úton a középiskolai fizikatanárokat a nevelést egységesen végző aktív közösségbe tömöríti.

Az ankét első napja a szakmai továbbképzés szolgálatában állott. Dél előtt a Magyar Tudományos Akadémia újonnan berendezett előadótermében három előadás hangzott el a szilárd testek fizikája tárgyköréből. Hoffmann Tibor, a fizikai tudományok doktora „A szilárd testek elméletének vázlata” c. előadásában néhány alapvető elméleti kérdésről tájékoztatta hallgatóit, Pál Lénárd, a fizikai tudományok kandidátusa az anyag mágneses tulajdonságairól beszélt és ismertette az ezen a téren folyó legújabb vizsgálatokat, míg Nagy Elemér, a fizikai tudományok doktora „Szilárd anyagok rács hibái” címmel tartott nagy érdeklődéssel kísért előadást. Az előadóülés elnöke dr. Kónya Albert akadémikus volt.

Délután a Műszaki Egyetem fizikai előadótermében folytatódott a program. Gyulai Zoltán akadémikus, az intézet igazgatója rendkívül szép demonstrációkkal tette a fizikatanárok számára felejthetetlen élménnyé „A kristályképződés mechanizmusáról” című előadását. Tárján Imre, a fizikai tudományok kandidátusa az egy-

kristályok mesterséges előállításának kérdésével foglalkozott, sok szép fényképet mutatott be a kristályok növesztéséhez használt berendezésekről, és néhány gyönyörű példányon szemléltetett intézetükben elért sikereket. Bodó Zsolt, a Híradástechnikai Kutató Intézet osztályvezetője a „Félvezetők alkalmazása tranzisztorok céljaira” c. előadásával fejeződött be az ankét első napja.

A középiskolai fizikatanárok munkájuk megbecsülését látták abban, hogy az ország fizikusainak kiemelkedő eredményekben gazdag kutatói vállalták az előadásokat és abban is, hogy mindegyik előadó messzemenően figyelembe vette a középiskolai tanárság igényeit. Ezt a jóérzést továbbfokozta a délutáni előadások gazdag illusztrálása. A Társulat Középiskolai Bizottsága ezúton is köszönetet mond mind az előadóknak, mind a demonstrációkban közreműködő intézeti asszisztenseknek.

Az ankét másik napján délelőtt a Magyar Tudományos Akadémia új előadótermében a középiskolai fizikatanítással kapcsolatos néhány fontosabb módszertani kérdésről hangzott el vitával egybekötött előadás. Igen nagy érdeklődés előzte meg Novobátzky Károly akadémikus előadását, amely „A fizika és a világnézet” címmel a világnézet nevelés iskolai megvalósításához nyújtott nagy segítséget az ankét résztvevőinek. Mindenkire nagy hatást gyakorolt a nagy tudós világnézeti szilárdsága, tántoríthatatlan meggyőződése a legjobb érv filozófiai álláspontjának igazsága mellett. Makai Lajos egyetemi adjunktus a fizikai tanítás gyakorlatibb tételeinek kérdéséről a tanulók részéről felmerülő és az élet által támasztott igények oldaláról közelítette meg. Az előadást követő vitában tízen vettek részt. Az egységes



állásfoglalás kialakítása végett tovább kellene a vitát a rendelkezésre álló fórumokon folytatni. Lénárd Ferenc, a Pedagógiai Tudományos Intézet csoportvezetője „A gondolkodásra való nevelés a fizikatanításban” c. előadásában főképpen a problémamegoldás gondolkodásfejlesztő hatását elemezte. Értékes gyakorlati példáinak a jelenlevők sok hasznát vehetik iskolai munkájukban. A második nap délelőttjén az elnöki tisztet Aczél Istvánné M. M. főelőadó töltötte be.

Délután az ankét résztvevőinek egyik része — főképpen a vidéki kartársak — a *Fémipari és a Vasipari Kutató Intézetet* tekintették meg. Látogatásra kötött, (kisebb) létszámbani lehetett menni. A kutatóintézetek kiválogatása a tanárok szempontjából nem volt legyszerencsebb: működési területük kissé kívül esik a tanárság zömének érdeklődési körén. Az ankét résztvevőinek nagyobbik része a Tud. Akadémia előadótermében meghallgatta Almár Iván előadását a mesterséges égitestekkel kapcsolatos mechanikai problémákról, valamint Nagy Ernő előadását az űrrakétákról. A hallgatóság nagy örömmel fogadta ezen legaktuálisabb kérdésekről szóló ismertetéseket és az oktatási munkájukhoz nyújtott segítséget. A délutáni ankétan Hoffmann Tibor einökölt.

Az ankétal egyidőben rendezett kiállításon 22 intézmény közel 300 eszközzel és képpel mutatta be a középiskolai fizikai szemléltetés két év előtt tartott kiállítása óta bekövetkezett fejlődést. (Két vidéki iskola csomagjai késve érkeztek meg, ezért nem szerepelhettek a kiállításon.) Noha a kiállítás célszerűen a Magyar Tudományos Akadémia új előadótermének impozáns előtermében és várótermében volt, az eszközök kellő tanulmányozásához a kartársaknak idejük nem jutott. Akik a szüneteket a kiállított eszközök között töltötték, ötleteket kaptak, a futólagos szemlélés gondolatokat ébresztett, ha valamikor leírást olvasnak róla, akkor ráismernek. Sokan voltak, akik füzetükbe feljegyzéseket tettek, tehát pár eszközről pontos adatokat vittek magukkal.

Nemcsak pedagógiailag értékes, hanem mutató is volt a kiállítás. Ezt állapították meg még a Társulat vezetői is, akik pedig sokkal értékesebb eszközökhöz vannak szokva. Nagyon emelte a kiállítás értékét az is, hogy sok eszközt működésben szemlélhettek a tanárok. Így például, állandóan üzemben volt Csekő Árpád 0–500 voltos, beépített feszültségforrással és melegítővel ellátott demonstrációs elektrométere. Ugyancsak nagy érdeklődést váltott ki ezen a kiállításon is Süly Dezső működésben tartott és a részecske gyorsító megértésére szerkesztett eszköze. Dicséretre méltók az *Iskolai Szemléltető Eszközök Intézete Kutató Osztálya* által kiállított legújabb tervezésű eszközök mellett Friedrich Lajos (Szilády Áron gimnázium Kiskunhalas) és Szalma János (Bp., II. Toldy Ferenc gimnázium) tanárok nagyszámú, rendkívül értékes és szép kivitelezésű eszköze.

Még kevésbé lehetett idejük az ankét résztvevőinek arra, hogy Madas László fizikai mennyiségek, egységek és összefüggések összeállított öt óriási táblázatát tanulmányozzák. Nagyon előnyös volna, ha minden középiskola megkapná a táblákat, valamint Kunfalvi Rezső által a nagy fizikusokról összeállított arcképsorozatot.

A kiállítás megrendezésének nagy munkáját végző Csekő Árpád, dr. Huszka Ernőné, Madas László és Szalma János, valamint a budapesti II. ker. Toldy Ferenc gimnázium IV. osztályos tanulói a sok működésben bemutatott eszközzel előbbrevítették a fizikatanítás ügyét. Lehet remélni, hogy a folyó évben megindult és mindinkább szélesedő politechnikai oktatás a szemléltetés vonalán is jelentős eredményeket hoz, és a legközelebbi seregszemlén még szélesebb körű, még több eredeti ötlettel készült eszközzel vonulnak fel az iskolák. A fizika valóságos tapasztalatokon nyugvó tanítása juttatja el a magyar tanulókat ahhoz, hogy felnövekedve felzárkózhassanak az első mesterséges holdat és bolygót felbocsátó szovjet fizikusok és mérnökök mellé.

Mindent figyelembe véve bátran mondhatjuk, hogy az *Eötvös Loránd Fizikai Társulat* a most már feltehetően hagyományossá váló országos középiskolai tanári

ankétok rendezésével egyik igen fontos küldetését teljesíti és a hazai középiskolai fizikatanítás jobbátételének ügyét szolgálja. Mindannyian reméljük, hogy ezt a minden tekintetben sikeres ankétot újabbak követik.

Makai Lajos és Csekő Árpád

## A NÉMET DEMOKRATIKUS KÖZTÁRSASÁG FIZIKAI TÁRSULATÁNAK KONGRESSZUSA

A Német Demokratikus Köztársaság Fizikai Társulata 1959. ápr. 13–17 között tartotta szokásos évi kongresszusát Lipcsében. A kongresszuson héttagú magyar küldöttség vett részt Jánossy Lajos akadémikus vezetésével. Részt vettek továbbá szovjet, lengyel, cseh, bolgár és francia fizikusok is.

A kongresszuson több mint száz előadás hangzott el, amelyek keresztmetszetet adtak a Német Demokratikus Köztársaságban folyó fizikai kutatásokról. A délelőtti előadások hosszabb, összefoglaló jellegű előadások voltak (pl. szekundéremisszió problémái, rádiócsillagászat, alacsony hőmérsékletek technika, vákuumtechnika fejlődése, információelmélet stb.). Délutánonként három szekcióban, rövidebb előadásokban önálló kutatások eredményeit ismertették. Ezek szilárdtestfizikai problémákkal, a magfizika technikai segédeszközeivel, továbbá klasszikus fizikai, mérés-technikai stb. problémákkal foglalkoztak. A magyar küldöttség tagjai három előadást tartottak: Jánossy akadémikus kiterjedt fényforrásokból kilépő fotonnyalábban bekövetkező fluktuációkról, Pál Lénárd ig. helyettes a neutrons szám ingadozásról láncreakcióban és Keszthelyi Lajos kandidátus  $\gamma$ -sugarak rezonanciaabszorpciójáról.

A kongresszus alatt és után lehetőség volt gyárak, intézetek meglátogatására is. Ezek során a jénai Zeiss Műveket, továbbá Drezda mellett Rossendorfban a Zentralforschungsinstitut für Kernphysik-et látogattuk meg.

K. L.

## A KÜLFÖLD HÍREI

A stanfordi egyetemen dolgozó kutatócsoport 45 GeV-os lineáris elektrongyorsító felépítését tervezi. A gyorsítás céljára 15 MV/m télerősséget kívánnak előállítani; a gyorsító hossza ennek megfelelően 3 km lesz. — Jelenleg a világ legnagyobb lineáris elektrongyorsítója ugyancsak Stanfordban működik. Ez 680 MeV-ra gyorsít elektronokat. E gyorsítóba 21 nagyteljesítményű klisztron van beépítve, amelyek egyenként 9 MV impulzus-teljesítményt adnak. (Naturwissenschaften)

\*

A Scientific American c. folyóiratban érdekes recenziót olvashatunk a világhírű elméleti fizikus, Victor F. Weisskopf tollából Heisenberg „Forradalom a modern tudományban” c. könyvéről. Weisskopf idézi Heisenberg véleményét, mely szerint „az atomok vagy az elemi részek maguk nem *olyan* valóságosak, mint a mindennapi élet jelenségei; itt nem a dolgok vagy a tények, hanem a lehetőségek, a „potencia” világával állunk szemben”. E kijelentéssel vitába szállva Weisskopf a következőket írja: „A valóság értelmének ez a korlátozása azzal a hátránnyal jár, hogy az atomi folyamatokat meg nem érdemelten a nem reális, szubjektív jelenségek közé sorolja. Az a tény, hogy az atomi jelenségeket nehéz megragadni, nehéz leírni, nem teszi azokat kevésbé valóságossá.” Weisskopf igen kritikusan áll szemben Heisenbergnek azzal a felfogásával is, hogy egyszer birtokunkba jutnak az anyagra vonatkozó végső ismeretek, kezünkbe kerül „az egész világ megértésének kulcsa”. „Ez a nézet — írja Weisskopf — nemcsak minden eddigi tapasztalatnak mond ellent, hanem annak a széles körben elfogadott felfogásnak is, mely szerint a természet kimeríthetetlen. A még el nem ért energiatartományok valószínűleg új és nem várt jelenségek végtelen lehetőségeit rejtik maguk-



ban. Milyen önhitt is az ember, hogy azt hiszi: elméjének alkotása segítségével a mélyére tud hatolni minden lehetséges jelenségnek!...”

\*

A rákos daganatok elpusztítására régóta használt röntgensugarak mellett újabban a  $C^{60}$  gamma-sugarait alkalmazzák. Legutóbb pedig arról érkezett híradás, hogy a Massachusetts-i Technológiai Intézet reaktorának neutronnyalábjával kezeltek agytumorokat. Tóbiás, a kaliforniai egyetem professzora javasolta először protonnyaláb felhasználását gyógyászati célokra. Az eddigiekben az eljárást csak állatok kezelésére alkalmazták. Nemrég az uppsalai Gustaf Werner Magkémiai Intézetben egy több éve levertségben szenvedő 54 éves betegen az Intézet 192 MeV-os szinkrotronjának protonnyalábját felhasználva hajtottak végre „agyműtétet”. A beavatkozás célja kb.  $1/2 \text{ cm}^3$ -nyi agyszövet elpusztítása volt. A protonnyaláb alkalmazásának előnyei közé tartozik, hogy nem jár fájdalommal, így nincs szükség érzéstelenítésre. Az ismertetett eset jelentős előrelépést jelent

a sugárterápiában, ugyanakkor azonban a módszer még a kísérleti stádiumban van. (The New Scientist)

\*

A dubnai EAKI-ban diffúziós kamrát építettek protonok és mezonok könnyű elemekkel való kölcsönhatásának tanulmányozására. A kamra hasznos felületének átmérője 30 cm, 25 at nyomáson való működésre tervezték. A kamrához tartozó elektromágnes folytonos üzemből 11 200, impulzusüzemből 16 000 oersted erősségű mágneses teret kelt. (Atomnaja Energija)

\*

A radioaktív tinta alkalmazása forradalmasítja a rajzmásolást. A tintából kibocsátott sugárzás a másolat készítésére használt fényérzékeny papírt „megvilágítja”. Az így kapott levonat sokkal hűségesebben adja vissza az eredeti rajz részleteit, mint a szokásos eljárásokkal kapott másolatok. Az eljárás előnye még, hogy az eredeti rajzról — anélkül, hogy az károsodna — a másolatok ezreit készíthetjük. (South African Journal of Science)

## KÖNYVSZEMLE

E. V. SPOLSZKIJ: ATOMFIZIKA II.

(Akadémiai Kiadó, 1958)

Fizikusok és mérnökök, középiskolai tanárok és egyetemi hallgatók hamar megkedvelték és gyakran forgatják Spolszkij Atomfizika c. könyvének első kötetét, a Bohr-féle atomelméletnek, az atomfizika elméleti és kísérleti alapjainak mintaserű összefoglalását. Köszönetét főleg annak köszönheti, hogy világos és könnyed stílusban íródott, nem vész el a részletekben, hogy tartalmazza a klasszikus mechanikának azokat a fejezeteit, amelyek az atomfizika elméleti alapjainak megértéséhez nélkülözhetetlenek. Spolszkij könyvének régóta hiányolt második kötete, amely az év elején jelent meg az Akadémiai Kiadónál, méltó folytatása az első kötetnek. Pedig az ebben foglaltak világos és korszerű tárgyalása sokkal nagyobb feladat elé állította a szerzőt. Az atomfizika elméleti és kísérleti alapjainak kérdései viszonylag régóta tisztázottak; az atommagok tulajdonságainak egységes elmélete még megalkotásra vár. A bőséges és szerteágazó elméleti és kísérleti anyagból, amelyet ma még nem tudunk felfűzni egységes elmélet vezérfonalára, a szerzőnek komoly mérlegelés után kellett kiválasztania és rendszereznie a kísérleti és elméleti magfizika legfontosabb eredményeit.

A II. kötet az I. rész anyagának szerves folytatása. A szerző gyakran hivatkozik is az első részben ismertetett eredményekre és formulákra. Igyekszik elkerülni a bonyolult matematikai számolásokat, s ha lehetséges, szemléletes és félklasszikus megfontolások segítségével értelmezi a tapasztalati eredményeket. Mindez nem megy a pontosság rovására, bár általában nem ragaszkodik a matematikus rigorózus egzaktságához. Kerüli a fölösleges (vagy fölöslegesnek tartott) elméleti fejtegetéseket, viszont az elméleti eredmények kísérleti ellenőrzésének ismertetése minden fejezetben helyet kap. Mint az első kötetben, a szerző itt is igyekszik nyomon követni az elmélet és a kísérlet kölcsönhatását.

A második kötet első (XII.) fejezetében a kvantummechanika elméleti alapjait találjuk. Az operátorfogalom bevezetése után megismerkedünk a kvantummechanikai operátorok legfontosabb tulajdonságaival. Az első kötetben már megismert határozatlansági összefüggés most pontosabb matematikai megalapozást nyer. Ebben a fejezetben kap helyet általános Schrödinger-egyenlet néven a dinamikai egyenlet, amelyhez szorosan kapcsolódik a hullámfüggvény interpretációjának a meg-

beszélése. A kevert állapotokkal foglalkozó fejezet nem tér ki a kvantummechanika elvi kérdéseire, de példás tömörsége mellett is világosan kidomborítja a tiszta és a kevert állapotok alapvető különbségét. A fejezet befejező része a klasszikus és a kvantummechanika kapcsolatával foglalkozik: Az Ehrenfest-tételek rövid levezetése, a megmaradási tételek és a mozgásegyenletek kvantummechanikai megfogalmazása zárja az első fejezetet.

A XIII. fejezet az egyik legfontosabb mozgásfajtának, a centrális erőterbeli mozgásnak a kvantummechanikai leírásával foglalkozik. A Kepler-probléma általános kvantummechanikai tárgyalása előtt megismerkedünk az impulzusmomentum kvantálásával; az itt kapott eredmények, amelyek önmagukban is fontosak, a hidrogénszerű ionok állapotainak a leírásában lényeges szerephez jutnak. A hidrogéntermék értelmezése után az alkáli-atomok színképének tömör és világos magyarázata következik. A következő pont már a kvantummechanikai többtestprobléma speciális esetével, a héliumatom kvantummechanikai leírásával foglalkozik. Miután a héliumatom Schrödinger-egyenletének diszkussziója során megismerkedtünk a felmerülő matematikai nehézségekkel, a következő pontban (Schrödinger-féle perturbációszámítás) megismerjük a kvantummechanikai többtestprobléma megoldásának egyik közelítő módszerét, amelyet mindjárt a héliumatom alapállapotának közelítő leírására alkalmazunk.

Elméleti és gyakorlati szempontból egyaránt fontos az elektron viselkedésének tanulmányozása elektromágneses térben. A gyors változású elektromos tér az atomi energianívók közt átmenetet indukál. Az átmeneti valószínűségek meghatározására a Dirac-féle perturbációszámítást használjuk. Ennek a módszernek az ismertetése után az oszcillátorra vonatkozó kiválasztási szabályok részletes és a hidrogénatomra vonatkozó kiválasztási szabályok rövidre fogott meghatározása található a XIV. fejezetben, amely a normális Zeeman-effektus tárgyalásával zárul. Az elméleti és kísérleti eredmények egybevetése szükségessé teszi az elmélet módosítását, ill. kiegészítését. A kiegészítés szükségessége nyilvánvaló: az eddigi elmélet nem ad számot az elektron spinjéről. Az ezzel kapcsolatos kísérleti és elméleti eredmények (Stern—Gerlach-kísérlet, Einstein—de Haas- és Barnett-kísérlet, spin és polarizáció) ismertetésével kezdődik a XV. fejezet. A Dirac-egyenletben megismerjük az elektron relativisztikus állapotegyenletét, amely a hidrogénszinkép finomszerkezetéről és az elektron spin-



jéről egyaránt számot ad. Igen elegáns az elektron spin-jének levezetése a Dirac-egyenletből. A finomszerkezet értelmezésénél azonban a Dirac-egyenlet hosszadalmas megoldása helyett a szerző megelégszik fél-empirikus eredményekkel, ill. a végeredmények közlésével. Az elektronspin bevezetése után már lehetőség van az anomális Zeeman-effektus magyarázatára is. Itt is, valamint a Paschen-Back-effektus értelmezésénél is a szerző a hosszadalmas számolások elkerülése végett gyakran támaszkodik a Bohr-elméletben jól bevált, szemléletes vektormodellekre.

A XV. fejezet tárgya a kvantummechanikai többtestprobléma részletesebb taglalása. Az elfajult állapotokra vonatkozó perturbációszámítás alkalmazását a héliumatom állapotainak meghatározásán mutatja meg a szerző, majd a többelektronos atomok spektrumának és mágneses tulajdonságainak néhány kvalitatív törvényszerűségét ismerteti. A Pauli-elv hullámmechanikai megfogalmazása után a Mengyelejev-féle periódusos rendszer kvantummechanikai értelmezése és a röntgenszínképek néhány fontosabb tulajdonságának a leírása található még a XVI. fejezetben. A kémiai kötési kvantummechanikai magyarázata ebbe a fejezetbe illenék; fontossága miatt legalább rövid vázolására érdemes lett volna kitérni.

Az elektronhøj kvantumelméletével foglalkozó részt a legfontosabb atomi folyamatok (gerjesztés, ionizáció, másodfajú ütközés, metastabilis állapotok, tiltott átmenetek) kvalitatív ismertetése zárja be. A XVIII.—XXIV. fejezetek az atommagokkal és az elemi részeckekkel foglalkoznak. Az atommagok alapvető tulajdonságainak (tömeg, töltés, spin, mágneses momentum, kvadrupól-momentum, magsugár) összefoglalása után a kötési energia félempirikus meghatározása, majd az 1950-ben ismert legfontosabb elemi részek néhány tulajdonságának a felsorolása következik. A deuteron kötési energiájának szokásos közelítő meghatározása után a magerők természetére vonatkozó legfontosabb tudnivalókat foglalja össze a szerző. A következő fejezetben azokkal az alapvető kísérleti módszerekkel ismerkedünk meg, amelyeket a különböző magfizikai folyamatok vizsgálatára használnak.

A XX. fejezet a magreakciók fontosabb fajtáival foglalkozik, majd a XXI. fejezetben a radioaktív bomlások részletes, félempirikus leírása következik. A radioaktív bomlásokkal kapcsolatban ismerkedünk meg a pozitronnal, a párkeltéssel és a neutrínóval, amelynek közvetlenebb észlelése csak néhány évvel ezelőtt sikerült. Külön fejezetben foglalkozik a szerző a neutron észlelésének módjaival és a neutron fizikai tulajdonságaival. Az utolsó előtti fejezetben a maghasadásról és fontosabb alkalmazásairól olvashatunk. A könyv befejező része a kozmikus sugarakkal, a kozmikus sugárzás vizsgálata során felfedezett mezonokkal és a kozmikus sugárzás eredetének lehetséges magyarázatával foglalkozik. A fejezet tartalma hét évvel ezelőtti ismereteink jó összefoglalása.

Mint hogy a magfizika és az elemi részek elmélete a könyv megírása óta sokat fejlődött, a könyv egyes fejezetei már bőséges kiegészítésre szorulnak. Ez azonban semmit sem von le a könyv értékéből. Szívesen ajánljuk mindazoknak, akik az atomfizika legfontosabb kérdéseivel meg akarnak ismerkedni, vagy jó összefoglaló atomfizikai kézikönyvre akarnak szert tenni. Azt szeretnénk, ha minden fizikus és fizika-szakos tanárjelölt könyvespolcán megtalálható lenne Spolszkij könyvének mindkét kötete. 150 Ft és 30 Ft közt azonban (különösen egyetemista szeméértékével mérve) elég nagy a különbség. Ennyi a különbség a második kötet magyar és orosz nyelvű kiadásának az ára között. Igaz, az előbbi jobb papírra nyomták; az utóbbiban viszont kevesebb a sajtóhiba.

Novobátzky Károly:

## A FIZIKAI MEGISMERÉS ÚTTÖRŐI

(Akadémiai Kiadó, Bp. 1959.)

Hazánkban a tudomány történetének szép és hasznos tudománya aránylag kevés művelőre talált és talál. Ezért külön örömmel kell üdvözlönnünk minden olyan magyar szerzőtől megjelent munkát, amely tudománytörténeti kérdésekkel foglalkozik. Különösen jelentős eseménye azonban a magyar fizikatörténeti irodalomnak, ha olyan színvonalú könyv jelenik meg, mint Novobátzky Károly összegyűjtött tanulmányainak, illetve előadásainak a kötete, amelyet az Akadémiai Kiadó a szerző hetvenötödik születésnapjára jelentetett meg.

A kötet tiz tanulmányt tartalmaz: A fizikai megismerés elvi problémáival foglalkozó mintegy bevezető cikk után a szerzőnek Kopernikusról, Galileiről, Newtonról, Eötvös Lorándról, Einsteinról, W. Thomsonról, Boltzmannról, Planckról és Pierre Curieről tartott előadásai következnek.

Amint a bevezető tanulmány felöleli a fizika egész történetét Kopernikus fellépésétől kezdve a relativitás elméletén keresztül egészen a modern kvantummechanikáig, úgy szolgál a további kilenc tanulmány a bevezetőben elmondottaknak mintegy illusztrálására, megjelölve a fizikai gondolkodás legfontosabb állomásait.

Kopernikus elsőnek szállt szembe a skolasztika merev, tudománytalan és tudományellenes nézeteivel, de megértésre a maga korában nem talált. A szakmai meg nem értés épp úgy hátráltatta a fejlődést, mint „a haladás porkolábja, a dogma...” „Giordano Bruno máglyájának fénye” több mint száz év múlva azután megvilágította az utat Kepler, Galilei és Newton előtt, akik megalkották a klasszikus dinamikát. Az egyenletes fejlődés azonban a XIX. században megszakad, amikor kiderül, hogy nem a klasszikus dinamikáé az utolsó szó; az általános gravitációt másképp lehet és kell értelmezni, mint Newton tette: ez Einstein életművének egyik leglényegesebb eredménye. És ehhez a kísérleti alátámasztást éppen a magyar Eötvös Loránd adta.

Nemcsak a mechanika területén inog meg azonban a klasszikus fizika szilárdnak hitt épülete: W. Thomson, Boltzmann és Planck már új módszerekkel vizsgálják a természetet és épp oly megdöbbentő eredményekre jutnak az anyag szerkezetének, tulajdonságainak feltárá-sában, mint a radioaktivitás egyik felfedezője, Pierre Curie.

Ez nagyjában a kép, amely Novobátzky könyvéből élénk tárl. De ezek csak körvonalak, amelyek megmutatják, hogy a tudomány, a tudományos megismerés milyen zárt egységet alkot, milyen folytonos vonal húzható az XVI. század úttörő csillagászatától a XIX. század ugyancsak úttörő lángelméihez.

A keretet azonban olyan tartalommal töltötte meg a szerző, ahogyan csak a maga is alkotó tudós értheti és értetheti meg az igazán jelentős tudományos alkotásokat, aki ezeknek nemcsak a szakmai jelentőségét tudja méltóképpen felmérni, hanem át is tudja velük együtt élni azt a lelkesedést, amely minden igazi tudóst fűt a megismerés sokszor nehéz és rögs útján.

Ez a bensőséges átélés teszi, hogy az egységet alkotó tanulmányok külön-külön is a tudománytörténeti essay-nek mintaszerű darabjai és az olvasó — akár szakember, akár más területen dolgozik — azzal az érzéssel teszi le a könyvet, hogy sikerült közelebb kerülnie a tudományos megismerés lényegéhez, a tudományos alkotó munka értékeléséhez.

A mű szép kiállítása dicséretére válik az Akadémiai Kiadónak és épp úgy méltó a kötet színvonalas tartalmához, mint Gyulai Zoltán akadémikus sok melegséggel és lendülettel megírt szép előszava.

Sz. J.

M. Z. J.



## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

**A legnagyobb gyorsító berendezések.** Az elemi részek tanulmányozásában az utóbbi években fokozott szerephez jutottak a GeV ( $=10^9$  eV)-nál nagyobb energiájú részecskéket szolgáltató gyorsító berendezések. Ezek építéséről az elmúlt évi genfi atomenergiakonferencián beszámoltak a Szovjetunió, Franciaország, az Egyesült Államok, Anglia és Olaszország tudósai. Ennek alapján, némi kiegészítéssel közöljük a működő, ill. épülő GeV feletti gyorsítók listáját, elkészülésük időpontjának, ill. várható energiájuknak a sorrendjében. A stanfordi fejlesztés alatt álló lineáris gyorsító kivételével mindegyik a szinkrotronelv szerint működik.

1. A *brookhaveni Kozmotron* 1952-ben készült el, 3 GeV energiájú protonokat szolgáltat. Ezzel állítottak elő először mesterséges K-mezonokat és hyperonokat.

2. A *birminghami protonszinkrotron* 1953 óta működik. Anglia legnagyobb gyorsítója: 1 GeV-os.

3. A *berkeley-i Bevatron* az USA legnagyobb működő gyorsítója (6,2 GeV). 1954-ben készült el. Ehhez fűződik az antiproton és antineutron előállítás.

4. A *California Institute of Technology elektron-szinkrotronja* 1,1 GeV-os elektronokat termel.

5. A *Cornell University elektronszinkrotronja* az első erős fókuszálási gyorsító (1955). Az 1,2 GeV-es elektronokkal nagyenergiájú  $\gamma$ -kat keltenek a K-mezonok fotokeltésének tanulmányozására.

6. A *Stanford University lineáris gyorsítója* 1956-ban indult meg 0,7 GeV-es elektronokkal. Ez évben 1 GeV-ra kívánják növelni az energiát. Az elektronok szóródása révén magok és nukleonok töltéeloszlását vizsgálják. Tervezik egy 3 km hosszú lineáris elektrongyorsító építését (15–45 GeV).

7. A *dubnai Egyesített Atommagkutató Intézet szinkrotronszinkrotronja* a Szovjetunió és a világ legnagyobb működő gyorsítója: 10 GeV-es protonokat termel, működik 1957 február óta. Adatáról korábban már beszámoltunk. A termelt protonok hullámhossza  $2,10^{-15}$  cm, szóródásuk a nukleonszerkezetről ad számot. Folyik a sokszoros mezonokeltetés tanulmányozása is.

8. A *sacley-i Szaturnusz* a francia nagy gyorsítója. 1957 augusztusban helyezték üzembe; 2,8 GeV-es protonokat termel kísérleti üzemben.

9. A *frascatii elektronszinkrotron* a legnagyobb olasz gyorsító (1,1 GeV), a legfiatalabb a befejezett gyorsítók közül (1958 december).

10. A *moszkvai protonszinkrotron* épül 2 GeV-es részecskék előállítására.

11. A *princetoni protonszinkrotron* (tervezett energia 3 GeV) főcélja nagyintenzitású protonáram (1/2 mikro-ampere) elérése lesz.

12. A *cambridgei erősfókuszálási elektronszinkrotron* (Massachusetts) tervezett energiája 6 GeV.

13. A *cambrerai protonszinkrotron* Ausztrália első nagy gyorsítója lesz, tervezett energiája 10 GeV.

14. Az *Argonne National Laboratory gyengefókuszálási protonszinkrotronja* (12,5 GeV) befejezés előtt áll.

15. A *genfi erős fókuszálási protonszinkrotron* (25 GeV) a CERN nagy gyorsítója lesz.

16. A *brookhaveni erős fókuszálási protonszinkrotron* a genfihez hasonló szerkezettel épül. Elkészültét 1960-ra tervezik. Részecskeenergia: 25 GeV.

17. A *hamburgi protonszinkrotron*, a németek első nagy gyorsítója még csak tervezés stádiumában van. A tervezett részecskeenergia 30–40 GeV körül van.

18. A *volgai protonszinkrotron* a világ legnagyobb tervbevevett gyorsítója: 50 GeV részecskeenergia, 1 km-nél nagyobb pályahossza.

M. Gy.

**Fúzió katalizálása  $\mu$ -mezzal.** Lapunk már beszámolt Alvarez felfedezéséről: a  $\mu$ -mezon által katalizált  $H + D \rightarrow He^3 + \gamma$  fúziós folyamatról. A cseppfolyós hidrogénnel töltött buborékkamrában megfigyelt folyamat Teller értelmezése szerint a következőképpen

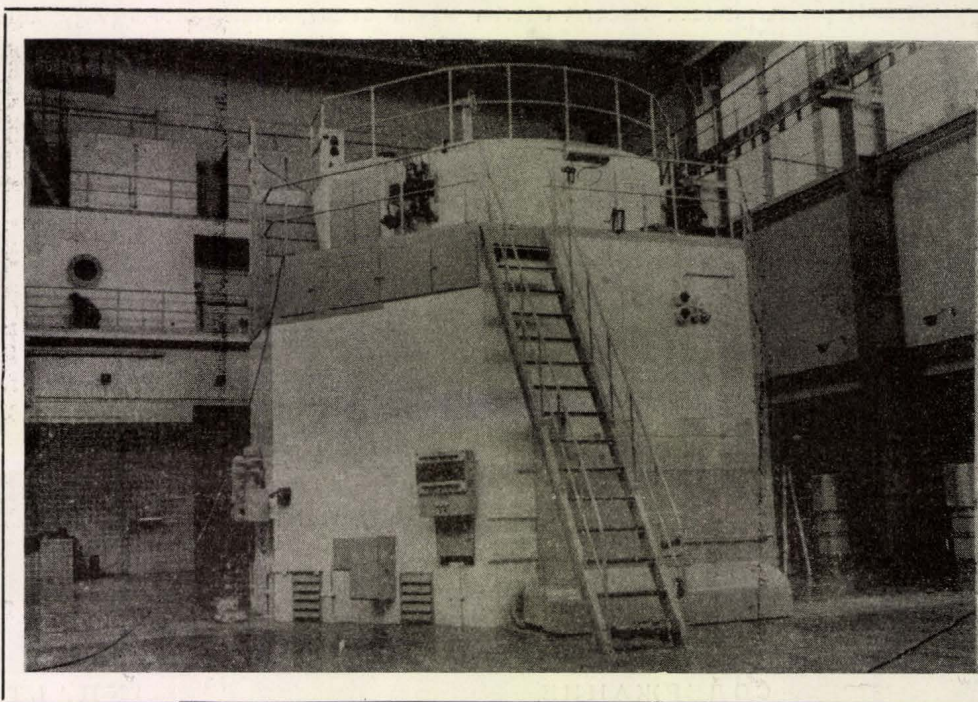
megy végbe: I. A  $\mu$ -mezon befogja egy proton magkörüli Coulomb-pályára. II. Ez a  $\mu$ -hidrogénatom egy nehézhidrogén-atommal olyan HD<sup>+</sup> ionná egyesül, amelyet elektronfelhő helyett a negatív  $\mu$ -mezon tart össze. Mivel az atompályák méretei a részecsketömeggel fordítva arányosak, a mezonikus HD<sup>+</sup> molekula mérete jóval kisebb a közönséges H<sup>2</sup> vagy HD<sup>+</sup> molekulaénál. III. A szorosan egymás közelében tartott H és D mag (amelyek taszító Coulomb-terét a negatív  $\mu$ -mezon nagyrészt leárnyékolja) viszonylag nagy valószínűséggel fuzionál a rövidhatótávú vonzó magerők hatására He<sup>3</sup>-maggá. IV. Ha a  $\mu$ -mezon a He<sup>3</sup>-maggal atompályán kötve marad, abban abszorbeálódik  $\mu + He^3 \rightarrow H^3 + \nu$  szerint, ha azonban a  $\gamma$ -emisszió okozta visszalökődés leszakítja, a  $\mu$ -mezon esetleg újabb két atommag fúzióját segítheti elő. Az atomenergia békés felhasználásával foglalkozó II. genfi konferencián beszámoltak egy liverpooli kutatócsoport munkájáról, melynek során a felszabaduló energia főrészt elvívó  $\gamma$ -fotont sikerült észlelni. Ezek időbeli eloszlásából kiadódott, hogy az egész folyamat lefutási ideje kb.  $10^{-7}$  sec, tehát lényegesen rövidebb a  $\mu$ -mezon átlagos bomlási élettartamánál. (Ha u. i. a mezon időközben elbomlana, a folyamat elakad. A  $\mu$ -élettartam  $2,10^{-6}$  sec.) Természetes hidrogénben (0,016% deutérium) egy  $\mu$ -mezon átlagosan  $0,6 \cdot 10^{-2}$  fúziót katalizál, de kb. 1%-ra feldúsított deutériumtartalmú hidrogénben ez a szám  $2,10^{-2}$ -re nő fel. A keletkezett héliummag a katalizáló  $\mu$ -mezonok 93%-át befogja, így azok további katalizáló szerepét megakadályozza. — Ashmore számításokat végzett arra vonatkozólag, volna-e remény gazdaságilag hasznos „hideg fúziós reaktor” megvalósítására a  $\mu$ -katalizálás alapján. (A szokásos kutatási célték szereplő termionukleáris fúziós reaktor feltételezett munkahőmérséklete sokmillió fok. A fenti katalizált fúziókat viszont a cseppfolyós hidrogén hőmérsékletén hozták létre.) Az ismert legkiválóbb fúziós üzemanyag a DT (deutérium-tritium) keverék. A reaktor is ezzel működne legkönnyebben. DT használata esetén a III. lépés igen meggyorsulna a HD-üzemanyaghoz képest:  $D + T \rightarrow He^4 + n$ . Mivel a keletkező neutron a fuzionált héliummagot erősebben visszalöki, mint a  $\gamma$ -foton, a  $\mu$ -mezon leszakadásának valószínűsége megnő 7%-ról elméleti számítás szerint 99%-ra. A folyamat leglassabb szakasza most a II. molekulaképződés, de ez mégis sokkal gyorsabb, mint a mezon spontán bomlása. Ha a bomlási veszteségtől teljesen eltekintünk, egy  $\mu$ -mezon ideális feltételek mellett 100 fúziót indukálhat. — Nézzük meg, miként viszonylik a felhasználandó energiamennyiség az így felszabadított energiához. A  $\mu$ -mezonok II<sup>+</sup>-mezonok bomlásakor keletkeznek. Utóbbiak előállítására 1,5 GeV energiájú protonok a legalkalmasabbak. Egy ilyen proton 4–5 mezonot kelt. Figyelembe véve az elektromos generátorok hatásfokát, kb. 9 GeV hő kell felhasználni egy mezon előállításához. A 9 GeV-ből 2,25 GeV-et rögtön visszakapunk hő formájában, tehát 6,75 GeV a netto energiaszükséglet  $\mu$ -mezononként. Egy fúzió 17,6 MeV energiát szabadít fel. Ahhoz, hogy az energiatermelés elérje az energia fogyasztást, az szükséges, hogy egyetlen  $\mu$ -mezon 6750: 17,6 = 400 fúziót katalizáljon, szemben az ideálisan várható 100 fúzióval. (Feltételeztük, hogy minden keletkezett  $\mu$ -mezon lefékezhető a reaktortérőgáiban. Ez pedig nehezen volna realizálható.) Végeredményben azt mondhatjuk, hogy idealizált feltételek esetén is elméletileg egy tízes faktor hiányzik hozzátétőlegesen a gazdaságos hideg fúziós energiatermelés megvalósításához. Ehhez  $\mu$ -mezononként több száz fúzió katalizálására volna szükség. Az elméleti számítások kedvezőtlen eredménye ellenére is kíváncsúnak tartják a szerzők a szükséges adatok kimérését DT keverékben is. Elsősorban a fúzió sebessége és a héliummag  $\mu$ -befogásának valószínűsége mérendő meg. (II. Genfi Atomenergia-Konferencia, 30. kötet, 131. oldal)

M. Gy.



# FIZIKAI SZEMLE

IX. ÉVFOLYAM  
1959.



8.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT





**Főszerkesztő: Marx György**

**Szerkesztőbizottság:**

**Berényi Dénes, Bodó Zalán, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos,  
Mátrai Zemplén Jolán, Somogyi Antal, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Szabó János, Tarján Imre,  
Túriné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós**

**Felelős szerkesztő: Túriné Frank Zsuzsa**

**Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat  
Távbeszélő: 313-388**

**Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.  
Távbeszélő: 111-010 \***

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hírlap Irodánál (Budapest V. József nádor tér 1)  
és bármely postahivatalnál. Csekk számlaszám: egyéni 61.257, közületi 61.066 (vagy átutalás a M N B. 47. sz.  
folyószámlájára)

**Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft  
Megjelenik évente tízszer**

## TARTALOMJEGYZÉK

*Boguljubov:* Új kutatások a kvantummechanikai többtest-  
problémával kapcsolatban

*Gyimesy Zoltán:* Az első magyar kísérleti atomreaktor

*Hédervári Péter:* Nukleáris robbantások geofizikai tanulmá-  
nyozása

*Györgyi Géza:* Elemek, atomok, periódusos rendszer V.

*Georg Heber:* A térelméleti kutatások mai helyzete

### A FIZIKA TANÍTÁSA

*Pócza Jenő—Sas Elemér:* Egyszerű kísérletek optikai leképező  
rendszerek felbontóképességének bemutatására

### EGYESÜLETI ÉLET—HÍREK

### A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

## СОДЕРЖАНИЕ

*Боголюбов:* Новые исследования проблемы многих  
тел в квантовой механике

*З. Дымеши:* Первый венгерский опытный атом-  
ный реактор

*П. Хедервари:* Геофизическое изучение ядерных  
взрывов

*Г. Дьердьи:* Элементы, атомы, периодическая сис-  
тема V.

*Г. Хебер:* Нынешнее положение исследований по  
теории пространства

### ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

*Е. Поца—Э. Шаш:* Простые опыты для доказатель-  
ства разрешающе силы оптических изобра-  
жающих систем

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ  
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## INHALT

*Boguljubow:* Neue Untersuchungen in Zusammen-  
hang mit dem quantenmechanischen Mehr-  
körperproblem

*Z. Gyimesy:* Der erste ungarische Versuchs-  
atomreaktor

*P. Hédervári:* Geophysikalische Untersuchung  
von Atomwaffendetonationen

*G. György:* Elemente, Atome, Periodensystem V.

*G. Heber:* Der heutige Zustand der Raumtheorie

### UNTERRICHT DER PHYSIK

*J. Pócza—E. Sas:* Einfache Versuche zum Nach-  
weis des Auflösungsvermögens optischer  
Abbildungssysteme

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN  
FORTSCHRITTE DER PHYSIK

*Címképünk:* Kísérleti Atomreaktor a Csillebércen

A kiadásért felelős: Bernát György az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

A kézirat beérkezett 1959. VI. 5. Póldányyszám: 1500. Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, — 59/49419 — Felelős vezető: Bernát György



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IX. évfolyam

8. szám

1959. augusztus

## Új kutatások a kvantummechanikai többtestproblémával kapcsolatban

(Összefoglaló előadás a II. Genfi Atomenergia Konferencián, 1958 szeptember)

A legutóbbi időben a nehéz magok elméletében új kutatási irány fejlődött ki. Az ilyen atommagok viselkedésének számos anomáliáját a maganyag szuperfolyékonyságának megnyilvánulásaként lehet értelmezni.

Ezzel kapcsolatban néhány szót szeretnék szólni azokról a vizsgálatokról, amelyek lehetővé tették a szupravezetési és szuperfolyékonysági jelenségek belső mechanizmusának megértését. Ezután tovább pillantva rá kívánok mutatni arra a nagyon mély hasonlóságra, amely mostanában tárult fel az atommag elmélete és az említett két jelenség elmélete között. Így bebizonyult, hogy a szupravezetés elméletében kifejlesztett matematikai módszerek általánosíthatók a nehéz atommagok tárgyalására is.

A szupravezetés jelenségét Kammerlingh-Ones fedezte fel. Megállapította, hogy bizonyos fémek elég alacsony hőmérsékletre (néhány fok abszolút) lehűtve teljesen elveszítik ellenállásukat elektromos árammal szemben. Hangsúlyoznunk kell, hogy nem erős csökkenésről, hanem az ellenállás teljes eltűnéséről van szó. Ez a meglepő tünet nyilvánvalóan demonstrálható a híres szupravezető-gyűrűs kísérlettel. Egy ilyen gyűrűben indukált elektromos áram folytonosan keringeni fog benne, annak ellenére, hogy külső elektromotoros erő egyáltalán nem létezik. A fémek normális állapotból szupravezető állapotba való jutása egy olyan fázisátmenettel jár, amelyik éles változást jelent a fém elektromos szerkezetében.

A szuperfolyékonyság jelenségét P. L. Kapitza fedezte fel. Ő mutatta ki, hogy a folyékony hélium  $2,19^\circ \text{ K}$  hőmérsékleten fázisátalakulást szenved. E kritikus hőmérséklet alatt a hélium két komponensből áll, ezek közül egyiknél teljesen hiányzik a viszkozitás. Ez vezet szuperfolyékony tulajdonságok fellépésére. Ha például a folyékony héliumot tartalmazó tartályt megforgatjuk, a szuperfolyékony komponens nem fog részt venni a forgómozgásban.

Természetes, hogy e furcsa jelenségek felkeltették az elméleti fizikusok érdeklődését, és a vizsgálatok lavináját indították el. Mint minden

hasonló alkalommal, a kutatások most is két irányba vezettek. Egyrészt meg kívánták alkotni a jelenség fenomenológiai elméletét (vagy ahogy inkább mondani szoktuk, makroszkopikus elméletét), másrészt egy mikroszkopikus magyarázat elérésére törekedtek.

E ponton rá kell mutatnunk a két kutatási irány lényeges különbségére. Mint ismeretes, a fenomenológiai elmélet fő célkitűzése a matematikai fizika klasszikus egyenleteihez hasonlóan olyan egyenletek felállítása, amelyek képesek az összes kísérleti eredmény pontos leírására a tanulmányozott makroszkopikus testekkel kapcsolatban. Ezeket az egyenleteket néhány axiómaszerű alapfeltevésből származtatják, amelyek kapcsolatot adnak a különböző megfigyelt mennyiségek közt.

A mikroszkopikus elmélet az egész kérdést sokkal mélyebbről szemléli. Ennél a jelenség belső mechanizmusát a kvantummechanika törvényeire támaszkodva kell megértenünk. Hogy felállíthassuk a mikroszkopikus elméletet, egy megfelelő dinamikai modellt kell tanulmányoznunk, a megfelelő kvantummechanikai egyenletek analízise alapján kell kifejttenünk a vizsgált jelenség jellegzetességeit. Ennek során a dinamikus mennyiségek olyan kapcsolataihoz kell eljutnunk, amelyek lehetővé teszik a fenomenológiai elmélet egyenleteinek dedukálását.

Ha megkísérljük a mikroszkopikus elmélet megalkotását, komoly nehézségbe ütközünk: a tanulmányozott jelenségeket olyan fizikai rendszerek mutatják, amelyek hatalmas számú részecskéből épülnek fel. Olyan rendszerek kvantummechanikai egyenleteinek tanulmányozására kényszerülünk, amelyek gyakorlatilag végtelen sok szabadsági fokkal rendelkeznek.

A szupravezetés makroszkopikus elméletét London dolgozta ki (1935), majd nemrég Pippard jelentékenyen tökéletesítette.

A szuperfolyékonyság ma általánosan elfogadott elmélete L. D. Landau nevéhez fűződik (1941). E jelenségek makroszkopikus elméleteinek megalkotása kétségkívül jelentős eredmény, hiszen



segítségükkel vált lehetővé sok szerteágazó tapasztalati adat értelmezése viszonylag egyszerű klaszikus egyenletek segítségével. Az elmélet számos új jelenséget is megjósolt, melyek létét később igazolta a kísérlet. A szuperfolyékonyság és szupravezetés okait kifejtő, belső mechanizmusát magyarázó mikroszkopikus elmélet kérdése azonban továbbra is nyitva maradt.

Érdekes, hogy a szuperfolyékonyságot sokkal később fedezték fel, mint a szupravezetést, mégis sokkal korábban magyarázták meg a „szimmetrikus” Bose-Einstein-statisztika alapján, amelynek a héliumatomok engedelmeskednek.

A részecskék viselkedését két különböző statisztika írja le: a Bose-Einstein-statisztika és a Fermi-Dirac-statisztika. A Fermi-statisztikának alávetett részecskék (röviden: fermionok) jellegzetessége az, hogy egy individuális állapotban nem létezhet egynél több fermion. Elektron, neutron és proton példák a fermionokra. Páros számú fermionból felépült részecskék, így a héliumatomok, Bose-statisztikát követnek. Ezeknél nincs semmi megszorítás az individuális állapotokat megtöltő részecskék számára vonatkozólag; egy állapotban akárhány részecske helyet foglalhat.

A szuperfolyékonyság megértését kezdetben a legegyszerűbb modellnek — az ideális Bose-gáz modelljének — alapján kísérelték meg: Bose-Einstein-statisztika szerint viselkedő, egymással kölcsön nem ható részecskék dinamikai rendszerét tanulmányozták.

A részecskék egyensúlyi sebességeloszlásának tanulmányozása — az ideális gáz egészének nyugalmi állapotában — egy figyelemre méltó sajátyságnak a felismerésére vezetett. A „Bose-Einstein-kondenzációról” van szó. A hőmérsékletet csökkentve eljutunk egy kritikus hőmérséklethez, amelyen átlépve fázisátmenet következik be, megváltozik a részecskék sebességeloszlásának jellege.

Normális viszonyok közt, az említett fázisátmenet előtt az eloszlás megőrzi szokásos folytonos jellegét. Megadott sebességgel (így pl. zérus sebességgel) rendelkező részecskék száma infiniterimálisan kicsiny. A fázisátmenet után, amikor a kondenzált fázis megjelenik, a nyugvó részecskék száma végessé, zérustól különbözővé válik. Az abszolút zérusfokhoz közeledve ez a szám egyhez tart, fokozatosan minden gázrészecske a kondenzátumba hull. Az ideális Bose-Einstein-gáz kondenzációjának megfelelő fázisátmenet hőmérséklete a sűrűség függvényeként meghatározható. Betéve ebbe a képletbe a folyékony hélium tényleges sűrűségét,  $3,14^\circ \text{K}$  adódik.

Ezen eredmény alapján feltételezték, hogy éppen a Bose-kondenzáció váltja ki a szuperfolyékonyságot. A  $3,14^\circ \text{K}$  érték és a folyékony hélium valódi  $2,19^\circ \text{K}$  fázisátmeneti hőmérséklete természetesen az ideális gáz-modell ki nem elégítő voltával magyarázható. De nem volt nehéz ki-

mutatni, hogy ideális gáz egyáltalán nem mutat szuperfolyékonyságot.

Egyszerűség kedvéért tekintsük a zérus fok abszolút hőmérséklet esetét. Mint mondtuk, ilyenkor már minden részecske kondenzálódott. Ha a gáz egészben nyugalomban van, nyugszik annak minden részecskéje is. Ha a gáz egészben  $v$  sebességgel mozog, minden részecske ugyanilyen sebességgel rendelkezik.

Mivel azonban feltételezésünk szerint nincs kölcsönhatás az egyes részecskék között, nyilvánvaló, hogy semmi nem akadályozza meg a részecskéket abban, hogy lelassuljanak és elhagyják a kondenzátumot az edény falánál vagy szennyező részecskéken végbemenő ütközések folytán. Minden ilyen fékező ütközés alkalmával energiát veszít a gáz. A szuperfolyékonyság megértése a fent mondottak szerint tehát csak úgy remélhető, hogy tekintetbe vesszük a részecskék kölcsönhatását és egy komplikáltabb modellt, a reális (nem ideális) Bose-rendszert tesszük vizsgálatunk tárgyává. Ezúton építettük ki a szuperfolyékonyság mikroszkopikus elméletét, amely több, mint tíz évvel ezelőtt jelent meg.

Meg kell említenünk, hogy a kölcsönhatások Bose-rendszere gyakorolt befolyásának kiszámítása nem oldható meg normális módszerekkel, pl. perturbációszámítással. Nagy szerepe van ugyanis azon intenzív folyamatoknak, amelyek során egy ellenkező impulzusú részecskepár virtuálisan lép ki a kondenzátumból. Ezt az elvi nehézséget egy kanonikus transzformációkat alkalmazó speciális módszernek a megalkotásával sikerült legyőzni. Így vált lehetővé alapvető kölcsönhatási tagok pontos figyelembevétele, és így váltak tárgytalanná a perturbációszámítás alkalmazásának akadályai.

A probléma matematikai aspektusának megbeszélésébe való elmélyülés helyett fordítsuk figyelmünket a reális Bose-rendszer állapotainak fizikai jellemzése felé, arra az esetre gondolva, amikor a részecskék kölcsönhatásában tasztító erők dominálnak. Tekintsük a nyugalmi állapotot, ennek van a minimális energiája. Most — az ideális gázzal ellentétben — nem minden részecske kerül a kondenzátumba, egyrészt különböző sebességekkel röpköd.

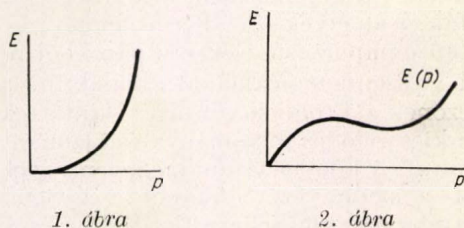
Lényegesebb azonban az a tény, hogy maga a kondenzátum kötött rendszert alkot. Ezt a gerjesztési spektrum alacsonyenergiájú tartományának szerkezeti megváltozása tükrözi.

Mint mindig, a gyengén gerjesztett állapotok most is különálló kvantumok szuperpozíciójaként jelentkeznek. Ezek a kvantumok reprezentálják az elemi gerjesztéseket. Ideális gáz esetében az elemi gerjesztés egy önálló részecskéhez kapcsolódik: az éppen egy nyugalmi állapotból kilépett, bizonyos  $p$  impulzusra szert tett részecske. Az elemi gerjesztési energia tehát  $p^2/2m$  (1. ábra). A mi esetünkben azonban a kondenzátum részecskék kötött rendszeréből áll. Ennek szerkezete oly módon nyilvánul meg, hogy az elemi gerjesztések



már nem egy részecskéhez kapcsolódnak, hanem kollektív jellegűek.

A mondott körülmény formális következményeképpen az elemi gerjesztési energia impulzusfüggése módosul. Az új függvényalakot szke-matikusan a 2. ábra szemlélteti.\*



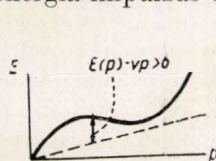
1. ábra

2. ábra

Meg szeretném említeni, hogy kis impulzusoknál az energia az impulzussal arányos, tehát  $E(p) = cp$  írható.  $c$  a hangsebesség. Ilyenkor a spektrum tipikusan akusztikus jellegű, az elemi gerjesztés a fonon, — a hangkvantum — amely nem kapcsolódik kiválasztott részecskéhez. Az energiaspektrum ilyen alakja felelős modellünk szuperfolyékonyságának létrehozásáért.

Valóban: képzeljük el, hogy a szemügyre vett részecskerendszer egészében  $v$  sebességgel mozog, és vizsgáljuk meg a megfelelő „mozgó alapállapot” felett fellépő elemi gerjesztéseket.

Könnyen belátható, hogy egy ilyen gerjesztés energiája, mint az impulzus függvénye  $E(p) - vp$  alakú lesz, ahol  $E(p)$  a már említett elemi gerjesztési energia nyugvó alapállapot felett. Az ilyen energia-impulzus-összefüggést a 3. ábra szemlélteti.



3/a. ábra

Ha a  $v$  sebesség elég kicsiny, diagramunk a 3/a. ábrán látható helyzetet mutatja. Ekkor az elemi gerjesztések energiája minden lehetséges impulzusérték mellett pozitív. Ez azt jelenti, hogy a gerjesztések megjelenése növeli a rendszer energiáját. Azt azon-

ban mondtuk, hogy az alacsony gerjesztett állapotok független elemi gerjesztésekből épülnek fel. Ezért a  $v$  sebességgel mozgó alapállapot energiája alacsonyabban fekszik, mint egy olyan állapoté, amelybe rendszerünk gyenge zavar hatására átmehet.

A mondottak más szavakkal azt jelentik, hogy a vizsgált rendszer mozgásának edényfal vagy szennyezés által előidézett gyenge perturbációi kizárólag növelhetik, de soha nem csökkenthetik a rendszer energiáját. Ily módon a lelassulás lehetetlenné válik, az anyag szuperfolyékony.

\* Meg szeretném említeni, hogy az elemi gerjesztési energia impulzusfüggésének hasonló alakjára jutott a reális folyékony héliumban L. D. Landau is a tapasztalt kalorimetrikus adatok analízise alapján. Nemrég direkt mérésekkel (lassú neutronok szóródása cseppfolyós héliumban) meghatározták ezt az energiát. Az észlelt függés olyan alakú, amilyent a 2. ábra mutat. A nyert adatok igen kedvezőek az elmélet szempontjából.

A mozgás lelassítása céljából erős perturbációt kell alkalmaznunk, amelynek hatása már nem írható le független kvantumokkal (elemi gerjesztések).

Minden, amiről szó volt, alacsony  $v$  sebességekre vonatkozik. Ha a  $v$  sebesség már olyan nagy, hogy a 3/b. ábrán szemléltetett esettel állunk szemben, az elemi gerjesztések energiája negatív értékeket is felvehet. Ilyenkor tehát a rendszer energiáját elemi gerjesztések megjelenése csökkentheti, a mozgás le fog fékeződni.

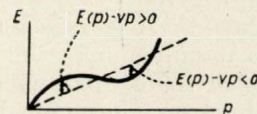
Érdekes megjegyezni, hogy ideális gázban ez a helyzet bármilyen alacsony sebesség-értéknél fellép. Tetszőleges  $v$  érték mellett találhatók elemi gerjesztések, amelyek energiája negatív, tehát amelyek lelassulási folyamathoz vezethetnek. Ez ismét bizonyítja, hogy ideális Bose-gáz nem válhat szuperfolyékonnyá.

A szuperfolyékonyság alapvető fizikai okát tehát a következőkben kell látnunk: kialakul egy kötött kondenzátum (kötött rendszer), amely az őt elhagyó részecskére energia-tartalmának megnövekedésével reagál. A Bose-rendszerek szuperfolyékonyságának általunk kidolgozott elmélete több irányban tökéletesíthető és általánosítható.

Térjünk át a szupravezetés mikroszkopikus elméletének kérdésére. Az általánosan elfogadott felfogás a fémek kristályrácsnak tekinti, melynek csomópontjaiban a fermionok ülnek. A köztük mozgó szabad elektronok a fémes vezetés meghatározói. Jól tudjuk, hogy a fém elektronjai erősen kölcsönhatnak egymással (a taszító Coulomb-erők révén), valamint a rács atomjaival. Azt tapasztalták azonban, hogy nagyon kielégítő eredmények nyerhetők annak feltételezésével, hogy az elektronok egymástól függetlenül mozognak; más szóval: a fém elektronjait ideális Fermi-gáznak tételezték fel. Az erős kölcsönhatás befolyását az úgynevezett „egy-elektron-közelítésben” úgy vették figyelembe, hogy megváltoztatták az elektron-energia impulzusfüggését leíró függvény alakját; az többé nem egyszerűen  $p^2/2m$ , hanem egy meg lehetősen bonyolult  $E(p)$  függvény.

Nem szabad szem előtt tévesztenünk, hogy a Fermi-statisztika szerint egy állapotban sem fordulhat elő egynél több elektron. A spint is figyelembe véve ezt úgy fejezhetjük ki, hogy az impulzustér elemi cellájában kettőnél több elektron nem található. Így az elektronrendszer legalacsonyabb energiájú állapota, amelyben az elektron-eloszlás a legökonomikusabb, a következő: az impulzustérnek az a tartománya, amelyben  $E(p)$  kisebb egy megadott  $E(p)$  értéknél (az ún. Fermi-gömb) ellenkező spinű elektronokból álló párokkal teljesen be van töltve, a Fermi-gömbön kívül viszont nincs elektron.

Az ideális Bose-gáz viselkedésével ellentétben az ideális Fermi-gáz hőmérsékletének emelése nem



3/b. ábra



okoz fázisátmenetet. A Fermi-felület, az impulzus-tér betöltött és üres tartományának határa fokozatosan elhalványul. Elektronok jelennek meg a Fermi-felületen kívül és üres cellák, „lyukak” azon belül.

Azt mondtuk, hogy az ideális Fermi-gáz modellje kielégítő eredményeket szolgáltat a fémek különböző sajátságainak tanulmányozásánál. Ez azonban nem igaz a jellegzetes alacsony-hőmérsékleti tünetenyekre. Elég alacsony hőmérsékleten a fém elektronrendszerének viselkedése elvi eltéréseket mutathat egy ideális Fermi-gáz sajátságaihoz képest.

Az ideális Fermi-gáz sem szuperfolyékony, sem szupravezető tulajdonságot nem mutat. Ezt tudva a Bose-rendszerek szuperfolyékonyágát magyarázó mikroszkopikus elmélet megalkotása után a következő lehetőség merült fel. Elképzelhető, hogy valamilyen előttünk ismeretlen okból a szabad elektronok páronként molekulákká egyesülnek. Ezek a fermion-párokból felépült hipotetikus molekulák a Bose-statisztikát fogják követni. Elektronok rendszere helyett Bose-részecskék rendszere áll előttünk; ebben a kötött kondenzátum valóban kialakulhat, a szuperfolyékony sajátság is megjelenhet. A szupravezetés semmi más, mint az elektronrendszer szuperfolyékonyága.

Ez az elképzelés mégsem volt fenntartható. Csak taszító Coulomb-erőket ismerünk, az „elektron-molekulák” hipotézise teljesen hamisnak tűnt. A szupravezetést létrehozó kölcsönhatás jellege továbbra is homályban maradt.

Az elmélet kiépítéséhez nevezetes járulékot szolgáltatott Fröhlich 1950-ben. Már a fémek elméleti tanulmányozásának legelső szakaszában, a fémes ellenállás okait kutatva, Bloch azt a — ma már általánosan elfogadott — észrevételt tette, hogy a mozgó elektronok hozzájárulhatnak a rács rezgéseire, átadhatják annak energiájukat, így felmelegítve azt. Figyelembe véve a fémrács rezgéseinek kvantumos jellegét, Bloch úgy írta le ezt a kölcsönhatást, mint egy rezgéskvantum — egy fonon — elektron által történt emisszióját vagy abszorpcióját.

Fröhlich merész eszméje a következő volt: éppen ez a speciális kölcsönhatás, amely általában igen gyenge és amely az elektronok szabályos mozgása alkalmával az ellenállást szolgáltatja, bizonyos körülmények közt a szupravezetés feléptére vezethet. Így született a Fröhlich-modell, amelyet konkrét, de azért rendkívül bonyolult kvantummechanikai egyenletek írnak le. Új matematikai probléma merült fel: ezen egyenletek megoldásának feladata.

Fröhlich maga ugyan nem volt képes egyenleti megoldásra, mégis — általános kvalitatív megfontolások segítségével — sikerült levezetnie egy összefüggést a szupravezető fázisba való átmenet hőmérséklete és az izotóp tömege közt. Ezt az „izotópeffektust” csakhamar kísérletileg is kimutatták. A nevezetes felfedezés után sok fizikus számára nyilvánvalóvá vált, hogy a szupravezetés

valódi oka az elektron-fonon kölcsönhatásban keresendő. Az azonban már egyáltalában nem volt világos, miként változtathatják meg a fém elektronszerkezetét ezek a gyenge kölcsönhatások. Itt kell szólnunk Schafroth, Butler és Blatt érdekes vizsgálatairól, melynek során olyan „pszeudomolekulák” kialakulásának lehetőségét tanulmányozták, amelyek a Fermi-felület közelében ellentétes impulzusú elektron-párokból adódnak. Ők a pszeudomolekulákat kialakító alapvető tényezőnek a Fröhlich-vonzást tekintették, amely fonon-kicszerélődés folyamánya és rezonancia-jelleget mutat. A kondenzátum megjelenésével magyarázták a szupravezető állapot megjelenését. Ma már tudjuk, hogy Schafroth, Butler és Blatt elképzelései teljesen helyesek voltak, noha ők nem rendelkeztek megfelelő módszerrel elgondolásuk következtetés végigkövetéséhez.

További lényeges előrehaladás fűződik Bardeen, Cooper és Schrieffer nevéhez. Ezek a kutatók egy leegyszerűsített skémával dolgoztak, amelyben az elektron-fonon kölcsönhatást az elektronok közvetlen kölcsönhatásával helyettesítették, így adva számot a Fröhlich-féle vonzásról. A probléma bonyolult voltára való tekintettel csak ellenkező impulzusú és spinű elektronok kölcsönhatását vették figyelembe, ezenkívül további egyszerűsítő feltevésekkel is éltek. Ezeknek volt köszönhető, hogy először sikerült nekik a szupravezetés fő jellegzetességeinek helyes kvalitatív leírása az elektron-párok számítások elvégzésére alkalmasnak bizonyult fogalmának alapján. A három szerző által tett sok feltevés és egyszerűsítés miatt, amelyeket bebizonyítani nem sikerült, kétségek merültek fel eredményeik értékét illetően. Fröhlich problémájának teljesen következtetés megoldása nekem sikerült, mégpedig azzal a kanonikus transzformációkat alkalmazó módszerrel, amelyet a Bose-rendszerek szuperfolyékonyágának elméletében dolgoztam ki. A megfelelő egyenletek megoldását gátló súlyos akadályok mindkét esetben azonos természetűeknek bizonyultak, és mindkét esetben azonos módszerrel sikerült legyőzni őket. D. N. Zubarev, S. V. Tyablikov, V. V. Tolmacev, D. V. Shirkov, és Ja. A. Cserkovnyikov munkatársaimmal rendszeres vizsgálatnak vetettem alá a Fröhlich-modellt és alkalmazásait. Többek közt megfelelő módot találtunk a Coulomb-erők figyelembevételére, az energiaspektrum kollektív ágának kiszámítására, a Fermi-rendszerek szuperfolyékonyága általános elméletének kidolgozására. Munkánk eredményeként kifejlesztettük a matematikai módszereket és teljesen igazoltuk azt a fizikai koncepciót, amellyel a szupravezető állapotot az alábbiakban — kissé leegyszerűsített alakban — bemutatom:

Ellenkező spinű elektronok pszeudomolekulákká egyesülnek. Legtöbbjük nyugalomban van, tipikus Bose-kondenzátumot alkotva. Hangsúlyoznunk kell e helyen a részecsképből felépült pszeudomolekulák és közönséges molekulák alapvető különbségét. Normálisan molekulaképződésről



szólva, olyan kötési energiákra gondolunk, amelyek lényegesen nagyobbak a molekulák közt végbenő kölcsönhatások energiájánál. Ezért — első közelítésben — figyelmen kívül hagyható a különböző molekulákhoz tartozó részecskék kicserélődési kölcsönhatása és egy molekula alkotórészeit úgy tekinthetjük, mintha azok egyszer s mindenkorra együvé lennének kapcsolva.

Két elektronból kialakult pszeudomolekulák esetében egészen más a helyzet. Kötési energiájuk ugyanolyan nagyságrendű (néhány fok) mint a pszeudomolekulák egymás közti kölcsönhatásának energiája. Ezenél tehát az elektronkicserélődés hatása igen jelentős. Egy kis leegyszerűsítést megengedve azt mondhatjuk, hogy a különböző pszeudomolekulákat alkotó partnerek állandóan cserélik helyeiket. És ez a fő oka annak, hogy a nyugvó pszeudomolekulák alkotta Bose-rendszer kötött sokaság.

Megjegyezzük, hogy ha egy pszeudomolekula a kondenzátum tagjává válik, impulzusa zérus lesz, így az őt alkotó elektronok impulzusai ellentetten egyenlőek. Ebből nyilvánvaló, miért oly fontos az ellentett impulzusú elektronok kölcsönhatásának szabatos kiszámítása.

Feleljük meg ezután a következő kérdést: „Miként győzhetile a gyenge Fröhlich-vonzás az erős Coulomb-taszítást?” Minden számítás nélkül világos, hogy ha a pszeudomolekula kötési energiája egy fok nagyságrendű, akkor a Heisenberg-féle határozatlansági összefüggés értelmében térbeli méretei hozzávetőlegesen  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  cm körül lesznek. Másrészt jól tudjuk, hogy a fémben az elektronok Coulomb-taszítása néhányszor  $10^{-7}$  cm<sup>2</sup>-en túl gyakorlatilag tökéletesen leárnyékolódik. Így a kérdéses távolságban a gyenge Fröhlich-vonzás sikeresen túlsúlyba kerülhet hosszú hatótávolsága révén a Coulomb-taszítás kis maradéka felett.

Az elemi gerjesztések két típusba sorolhatók. Az egyik típus a pszeudomolekulák szabad elektronokká történő szétesésének felel meg; a másik típus a rendszer egészenek kollektív rezgése. Az első típusú gerjesztés energiáit az alapállapot energiájától egy hézag választja el, amelynek nagysága egyenlő a pszeudomolekula disszociációs energiájával. A kollektív gerjesztések viszont ugyanolyan „kváziakusztikus” jellegűek, mint a Bose-rendszer esetében. Megjegyzem, hogy lényegében ugyanilyen kép adódik a Fermi-statisztika által leírható részek rendszerének általános esetében is, ha köztük gyenge a kölcsönhatás és a vonzó jelleg valahogyan túlsúlyra jut.

Ezen kiindulópont alapján módszerünk atommagokra is alkalmazható. Különösen a nehéz atommagok jöhetnek szóba, hiszen a módszer statisztikus jellegű. Sikeres alkalmazásához szükséges, hogy a részecskék száma minél nagyobb legyen.

Ki kell jelentenünk, hogy határozott analógia áll fenn a szupravezető fém elektronjai és a mag nukleonjai közt. A mag nukleonjai erősen kölcsön-

hatnak egymással. A héjmodell sikere azonban azt is megmutatta, hogy igen jó eredmények nyerhetők a következő feltevéssel: a nukleonok függetlenül mozognak valamilyen saját maguk által kialakított erőterben. Ez a modell egy „ideális Fermi-gázt” jelent. Akárcsak a fém elektronjainak esetében, itt sem képes visszatükrözni az energiaspektrum alacsony energiájú tartományának kvalitatív viselkedését. Például utalhatunk a páros számú protont és páros számú neutronot tartalmazó magok egyrészecske-gerjesztéseinek az energiahézag szélességére, utalhatunk arra a megfigyelésre, hogy a magok tehetetlenségi momentuma lényegesen kisebb, mint a merev forgás feltételezése alapján adódnék, és így tovább.

Egy energiahézag létét páros-páros magokban szépen bizonyítják L. V. Grosev professzornak és munkatársainak a kísérletei, amelyek során a magok termikus neutronbefogását követően emitált gamma-sugárzást vizsgálták. Ezen rendellenességek tanulmányozása némi utalással szolgál a maganyag szuperfolyékony sajátosságának létezésére vonatkozólag. Hasonló elgondolás által vezetve érdekes tanulmányt folytatott e téren V. G. Szolovjev és tőle függetlenül S. T. Beljajev (aki most Bohr mellett dolgozik Koppenhágában). Ők a nehéz magok meglehetősen durva, mégis látható módon teljesen kielégítő modelljével foglalkoztak. Ebben a modellben a mag zárt héjakon elhelyezkedő nukleonjai valamilyen centrálisimetrikus teret létesítenek, amelyet kissé eltorzítanak a legkülső héj nukleonjai. Egy héjon belül a protonok (vagy neutronok) gyenge kölcsönhatását figyelembe vették. Kimutatták, hogy ezek a kölcsönhatások olyan eredményhez vezetnek, amelyet az atommag „szuperfolyékony állapotának” nevezhetünk. Ezt az állapotot egy energiahézag választja el a „normális állapottól”. A szerzők vizsgálatai szerint véges hézag létezik az első gerjesztett állapot és az alapállapot energiája közt páros részecskét tartalmazó héj esetében. Páratlan részecskeszám esetén azonban ez a hézag nem létezik. Ez az eredmény lehetővé tette a páros-páros magok megfigyelt energia-hézagának értelmezését.

S. T. Beljajev tovább ment számításaiban: a szuperfolyékony Fermi-rendszerekre jellemző pár-korrelációnak a magbéli nukleonok kollektív mozgására való befolyását is tanulmányozta. Így sikerült neki természetes magyarázatot találni egész sor kísérleti eredményre, pl. a közel lezárt héjakból felépült mag gömbalakjának stabilitására, a gömb alakú és deformált magok közt az átmenet élességére, valamint arra is, miért lényegesen kisebb a megfigyelt tehetetlenségi momentum a merev testként forgónak feltételezett mag számított tehetetlenségi momentumánál.

Meg szeretném említeni, hogy az adott magyarázatok kvalitatív megértése igen könnyű.

Példa kedvéért gondoljunk a nehéz magok tehetetlenségi momentumának kérdésére. Mint



jól tudjuk, egy szuperfolyékony folyadék nem hozható forgásba, ezért tehetetlenségi momentumának zérusnak kell lennie. Ez a helyzet azonban csak akkor következne be, ha a mag méretei sokszorososan túlszárnyalnák a pszeudomolekulák méreteit és ha a magban a nukleonok száma olyan nagy volna, hogy a magot teljesen le lehetne írni statisztikus törvényekkel. Valóban a legnehezebb magok nukleonjainak a száma — kb. 200 — sem elég nagy ehhez. Következésképp a szuperfolyékony jelleg csak részlegesen érvényesülhet. Így a tehetetlenségi momentumok ugyan nem egyenlők zérussal, de lényegesen alacsonyabbak, mint merev forgó rendszer esetében lennének.

Tekintsük még egyszer a páros-páros magoknál fellépő energiahézagot. Páros számú részecskéből felépült héjban minden proton vagy neutron párokba oszlik el. Hogy ilyenkor megvalósulhasson a gerjesztés, legalább egyik párt szét kell szakítanunk. A szükséges „disszociációs energia” határozza meg a hézag nagyságát. Páratlan héj-

ban az egyik nukleon páron kívül tartózkodik, ezért nincs ilyen hézag.

Nem szabad elhallgatnunk, hogy jelen dolgozatunkban kifejtett fogalmak igen bonyolult számításokat és igen elmélyült megfontolásokat igényelnek.

A maganyag termodinamikai viselkedését D. F. Zaretszki vizsgálta meg. Sikerült a magban kialakult komplex potenciál képzetes részének meghatározása. Közelítő jellegű számításai jó egyezést mutatnak a neutron-hatáskeresztmetszetekből nyert értékekkel, amelyekhez a mag optikai modellje vezetett el.

Befejezésül kijelenthetjük, hogy a nehéz magok elméleti vizsgálatának az az új módszere, amely a maganyag szuperfolyékonyaságán alapul, sikeresnek mondható. Bízom benne, hogy különösen hatékony szerepet fog játszani a jelenlegi statisztikus magmodellek revíziójánál.

N. N. Bogoljubov  
(Moszkva)

## Az első magyar kísérleti atomreaktor

A közelmúltban helyeztük üzembe a Központi Fizikai Kutató Intézet csillebérci telephelyén az első hazai atomreaktort. Ebből az alkalomból ismertetjük az építés rövid történetét, a reaktor szerkezeti felépítését és az üzembehelyezési munkálatok lefolyását.

A berendezés szovjet tervezésű, közepes teljesítményű kutatóreaktor, típusjele: VVR-Sz. Ugyanilyen típusú reaktort helyeztek üzembe a közelmúltban az NDK-ban, Csehszlovákiában, a Lengyel- és Román Népköztársaságban, s további példányok építése folyik.

A Szovjetunióból kaptuk szerelésre előkészítve az alkatrészek és berendezések legnagyobb részét, így a reaktor összes különleges anyagot vagy technológiát igénylő alkatrészét, a vezérlés és dozimetriai rendszer készülékeit s a villamos berendezés jó részét.

A tervek helyi viszonyoknak megfelelő átdolgozását, az építési munkákat, a szerelést és a segédüzemi berendezések egy részének gyártását hazai tervezőirodák és vállalatok végezték, szovjet szakértők helyszíni segítségével.

Az építési munkálatok 1956 áprilisában kezdődtek, s az épület 1957 szeptemberében került tető alá. A reaktor alaplemezeit 1957 decemberében helyezték be, s 1958 áprilisában a reaktortest betonozásra készen állt.

A szerelési és belső építési munkák 1958 év végére gyakorlatilag befejeződtek, s így 1958 decemberétől 1959 márciusáig a reaktor minden berendezését urántöltet nélküli, „hideg-üzemi” próbáknak vetettük alá.

1959 március 25-én került sor az urántöltet behelyezésére, s ekkor érte el a reaktor első ízben a kritikus állapotot.

A berendezés méreteire jellemző, hogy mintegy 40 000 m<sup>3</sup> ösztérjedelmű épületet kellett létesíteni, a mintegy 6000 m<sup>3</sup> normálbeton mellett 700 m<sup>3</sup> nehézbeton került beépítésre, s az építés során több, mint 40 000 fm kábelt, 700 fm szellőzőcsatornát és 1800 fm csatornahálózatot fektettek le.

### A reaktor épülete

A reaktor épülete két fő részből, a reaktort magábfoglaló csarnokból s az ehhez csatlakozó laboratóriumi épületből áll.

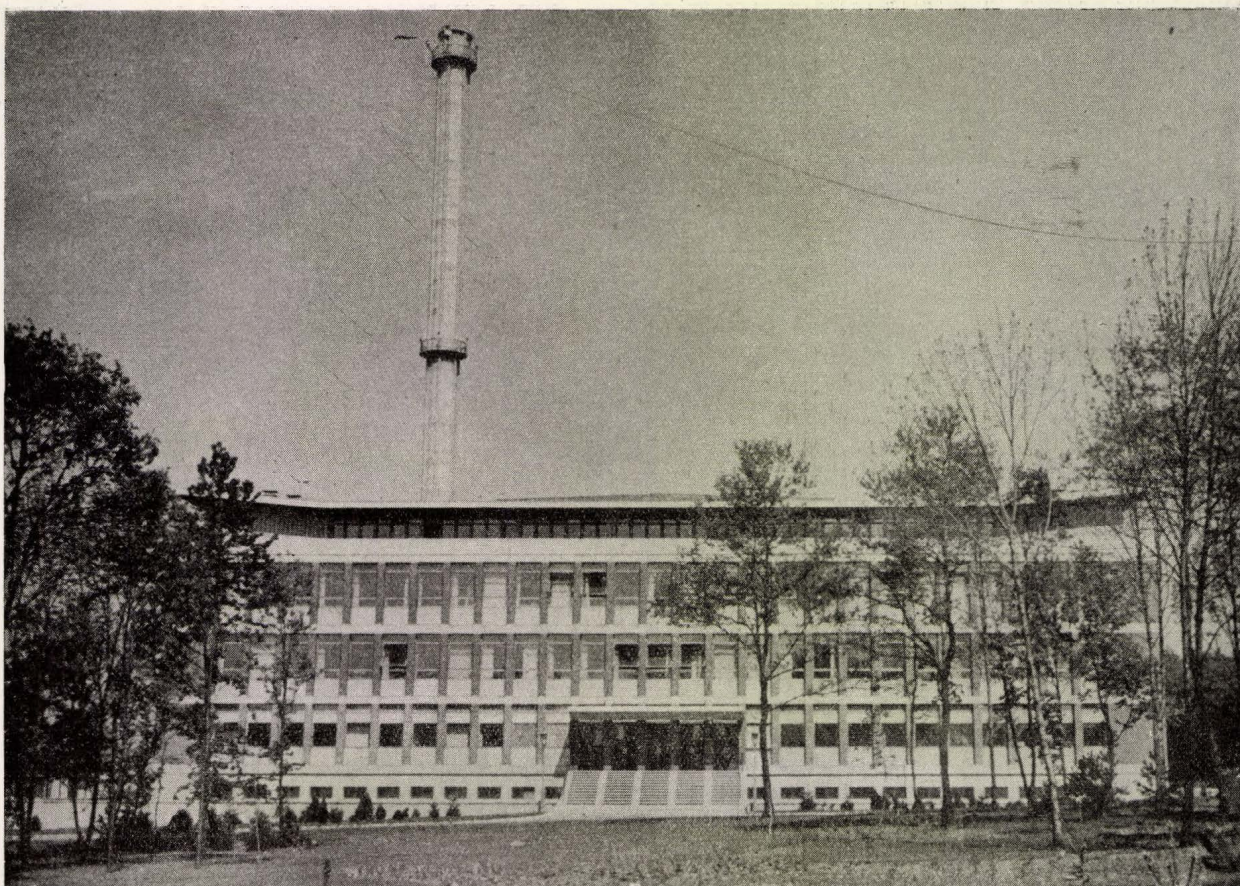
A csarnokban helyezkedik el a reaktortömb, alagsorában az építés alatt álló, 4 cellából álló meglelaboratórium és a primer hűtőkör szivattyúterme.

A laboratóriumi épületszárnyban a reaktor villamosberendezésének zömét és a segédüzemi berendezések egy részét magábfoglaló helyiségeken és a vezérlési dozimetria és műhely helyiségeken kívül fizikai és kémiai laboratóriumok céljára szolgáló helyiségek vannak.

A reaktor minden vízszintes kísérleti csatornájához külön laboratóriumi helyiség csatlakozik, melyet a megfelelő kísérleti csatornával kábelek kötnek össze. A csatornák tolózárainak működtetése is innen történhet.

A reaktorépülethez csatlakozó segédüzemi gépházban van a második vízkör szivattyúberendezése s a szellőzőkéményhez csatlakozó épületben a





1. ábra. A reaktor épülete

szellőzőberendezés ventillátorai. Az épület közelében van a reaktor transzformátorállomása és hűtőműve.

### A reaktor szerkezete és főbb adatai

#### a) Aktiv zóna

A reaktor üzemanyaga  $U^{235}$  izotopban 10%-ra dúsított urán, lassítóanyaga és reflektora közönséges víz. Ugyanez a víz látja el a hűtőközeg szerepét is.

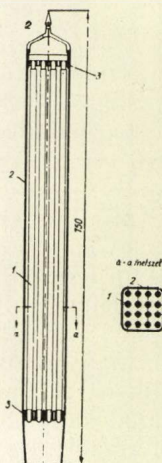
Az üzemanyag heterogén elrendezésben, rúd alakú fűtőelemek alakjában kerül az aktív zónába.

A fűtőelemek aktív töltete 6 mm átmérőjű és 500 mm hosszú, és mintegy 80 g urániumot (8 g  $U^{235}$  izotopot) tartalmaz, urán-magnézium kerámia alakjában. Az aktív töltetet légmentesen záró 2 mm vastag alumíniumburok veszi körül, mely megakadályozza, hogy a nagyon aktív hasadási termékek a reaktor üzeme során a hűtőközegbe kerüljenek.

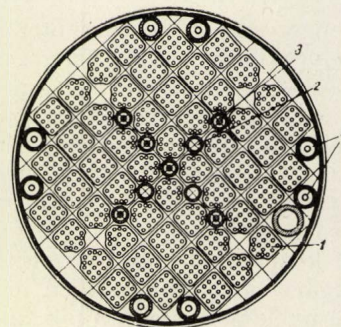
A rudakat 16 elemből álló szerelési egységbe, fűtőelemkötegbe foglalták össze. A rudak távolsága (a heterogén rendszer rácsosztása) 17,5 mm.

Ezekből a fűtőelemkötegekből állítható össze az aktív zóna. A kötegeket rácsos tartószerkezet tartja a helyükön, melyben minden kötegnek

külön cellája van. A szimmetria síkok mentén elhelyezett különleges alakú kötegek szabadon hagyják az abszorbens anyagokból készült szabályozó rudak befogadására szolgáló csatornák helyét. A zónában és közelében levő minden szerkezeti anyag alumínium, amit annak kis neutronbefogási hatáskeresztmetszete indokol.



2. ábra. Fűtőelemköteg. 1. Fűtőelem, 2. Tok, 3. Távtartó.



3. ábra. Az aktív zóna keresztmetszete. 1. Fűtőelemkötegek, 2. Védelmi rudak csatornái. 3. Szabályozó rudak csatornái. 4. Függőleges besugárzó csatornák.



A zóna teljes befogadóképessége 51 fűtőelem-köteg. (Egy köteg helye izotópgyártásra szolgáló függőleges csatorna részére foglalt.) Ez az 51 köteg 6,5 kg  $U^{235}$  töltetnek felel meg.

A fentiekben ismertetett fűtőelem-átmérők, rácsoztás és anyagi összetétel mellett a rendszer sokszorozási tényezője végtelen zónaméretek esetén  $K_{\infty} = 1,6$ .

Az itt szereplő geometriai elrendezés esetén a zóna kritikus töltete 3 kg  $U^{235}$ , azaz 23,5 fűtőelem-köteg.

A reaktor fontos üzemi jellemzője a zóna reaktivitástöbblete. Ez az effektív sokszorozási tényező egységet túlhaladó része. A reaktivitástöbblet értékétől függ a rendszer fluxus és teljesítménynövekedésének időállandója. A reaktivitástöbbletet százalékban adjuk meg.

A hőmérsékletváltozások és a kísérleti célra bevitt abszorbensanyagok által okozott reaktivitáscsökkenések s a mérgeződésből adódó reaktivitáscsökkenés kompenzálására mintegy 5% reaktivitástöbbletről kell gondoskodni, melyet a szabályozó abszorbensrudak kötnek le, s így ezek mozgatásával az bármikor felszabadítható.

Ennek a követelménynek mintegy 31 kötegből felépített, tehát mintegy 4 kg  $U^{235}$  töltetű zóna felel meg.

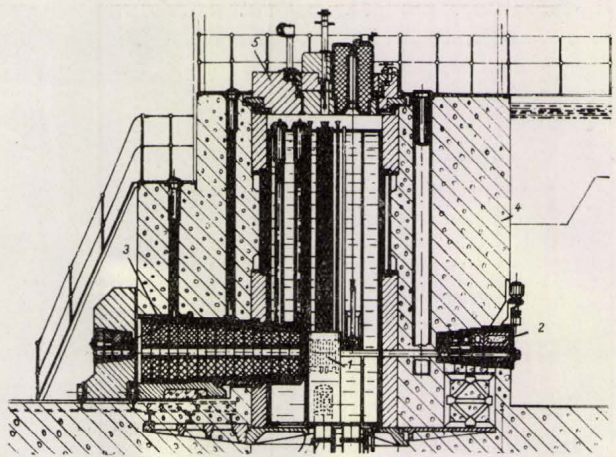
A reaktor üzeme során fellépő üzemanyagkiégés és a hasadási termékekből a fűtőelemekben felgyülemelő nagy neutronbefogási hatáskeresztmetszettel rendelkező salakanyagok miatt a szükséges reaktivitástöbblet fenntartásához idővel újabb fűtőelemkötegeket kell majd a zónába helyezni.

Erre a célra kellett a további 20 köteg, azaz mintegy 2,5 kg  $U^{235}$  részére helyet biztosítani. E kötegek betöltéséig helyüket ún. kiszorítók foglalják el, amelyek levegőréteggel biztosítják a vízszintes kísérleti csatornák sávjában a csekély lassúneutronvesztést, s kényelmes lehetőséget nyújtanak besugárzandó anyagok elhelyezésére.

#### b) Reaktortest

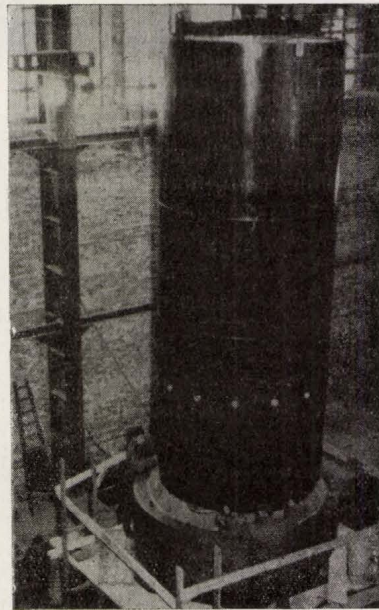
A 3. sz. ábra mutatja a reaktor hosszmetsetét. Az aktív zóna a 2,3 m átmérőjű és 5,7 magas hengeres központi víztartály alsó harmadában helyezkedik el. A zónát körülvevő vízrétegek részben a reflektor szerepét látják el, részben sugárvédelmi szerepet játszanak. Fontos szerepe van ebből a szempontból a zóna felett levő mintegy 3,5 m magas vízrétegnek, mely a reaktor fedelének eltávolítása után is jelentős sugárvédelmet biztosít.

A központi tartály a mintegy 7,5 m átmérőjű sugárvédő betontömbben helyezkedik el. A zóna környékén e betontömb limonit adalékanyagú,  $3,2 \text{ t/m}^3$  térfogatsúlyú nehézbetonból készült. Ez a beton a jó  $\gamma$ -védelmet biztosító magas fajsúly mellett  $160 \text{ l/m}^3$  kötött víztartalma következtében gyors neutronok elleni védelemre is nagyon alkalmas. A betonvédelmet a betonréteg belső felületén



4. ábra. A reaktor hosszmetsete. 1. Aktív zóna. 2. Vízszintes kísérleti csatorna. 3. Termikus oszlop. 4. Sugárvédő betonréteg. 5. Fedélszerkezet.

alkalmazott öntöttvasréteg egészíti ki, s megvédi a betont a sugárelnyeléssel járó káros felmelegedés nagy részétől. Ez a védelem a reaktor zónájából kilépő dózisintenzitást 12–13 nagyságrenddel csökkenti. A védelem külső felületén fellépő dózisintenzitások nem lépik túl a megengedett értékeket.



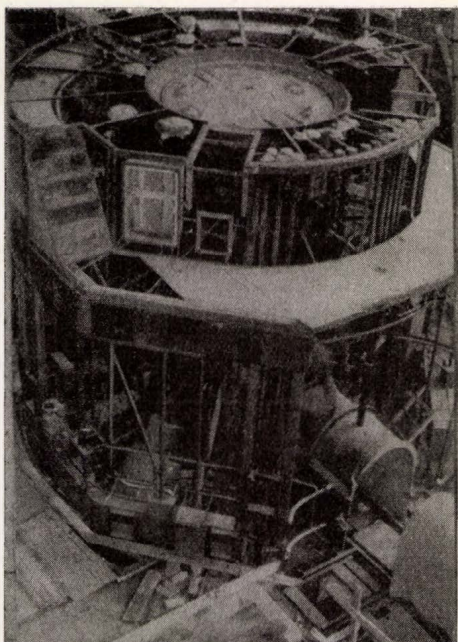
5. ábra. A központi tartály beemelése.

A berendezés felső védelmét a 80 cm vastagságú öntöttvas fedélszerkezet biztosítja.

E fedélszerkezet kettős, a kisebbik fedélrész a nagyobbikban excentrikusan csapágyazott, s mindkettő függetlenül forgatható.

Az excentricitás következtében a kis fedél egy egy kijelölt pontja az aktív zóna környezetében bármelyik kívánt pont fölé állítható. Ehhez a nagy fedelet a testhez, a kis fedelet a nagy fedélhez

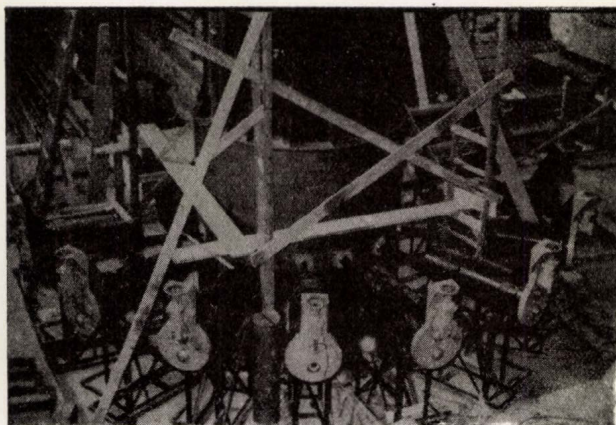




6. ábra. A reaktortömb betonozás előtt.

viszonyítva kell megfelelően elfordítani. Így minden szükséges helyzetet a két fedél egy-egy koordinátája jellemez, s a megfelelő koordinátapár jellemzi a zóna fűtőelemkötegeit, besugárzó csoportjait, stb. is.

A forgó fedélrendszer és megfelelő készülékek segítségével zárt fedél mellett is elvégezhetőek mindazon műveletek, melyek nagy aktivitásos mozgatásával járnak. Az aktív tárgyakat a reaktor belső teréből megfelelő ejtőcsatornákon távolíthatjuk el a melegkamrák, illetve a kiégett fűtőelemek tárolója felé. Az ejtőcsatornákba való áthelyezés is a fedélrendszer segítségével történik. Zárt fedélnél a belső térben való tájékozódásra periszkóp szolgál. Lehetőség van nagy aktivitású tárgyak konténerben való eltávolítására is. Erre a célra a fedélhez csatlakozó 10 t súlyú ólomkonténer szolgál.



7. ábra. Vízszintes kísérleti csatornák szerelés alatt.

A zóna mellett elhelyezett besugárzócsatornákon kívül a reflektorban s a védelem belső rétegeiben, különböző fluxusú helyeken is találhatók függőleges kísérleti csatornák, pl. biológiai vizsgálatok céljaira.

Az aktív zóna középvonalában kilenc darab, 60 és 100 mm átmérőjű vízszintes kísérleti csatorna és a grafitból készült termikus oszlop helyezkedik el. A vízszintes csatornák nyitása és zárása távműködtetésű tolózárral történik.

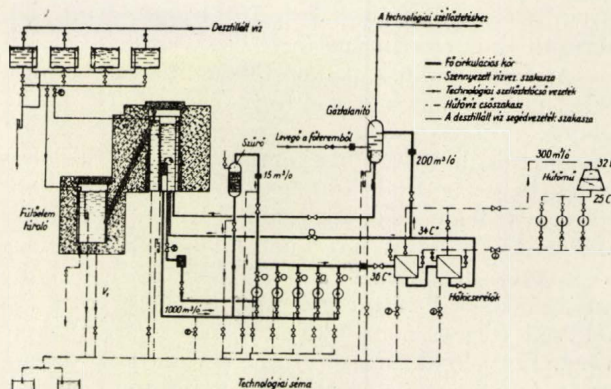
A termikus oszlop nyálábja hasonló tolózárral zárható. A grafit tömb előtti védőpaizs mozgatható, s a termikus oszlop a reaktorból eltávolítható. Helye szükség esetén kísérleti célra szolgálhat.

### c) Hűtőrendszer

A zónában fejlődő hőenergia eltávolítása két lépésben történik.

A primer hűtőrendszer a moderátor és reflektor céljára is szolgáló vizet használja fel hűtőközegül.

A kör maximális vízforgalma 1000 m<sup>3</sup>/ó.  
A forgatás céljára 5 db szivattyú van beépítve,



8. ábra. A hűtőrendszer technológiai sémája.

ezek közül három egyidejű üzeme biztosítja a maximális vízforgalmat, kettő tartalék.

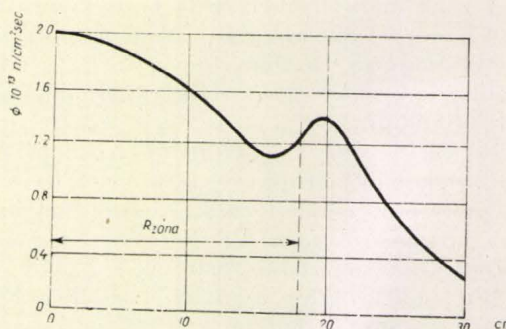
Az aktív zónában a sugárzások hatására a víz disszociál. MWó-ként átlagban 400 l durranógáz keletkezik. Ennek eltávolítását a gáztalanító végzi. A primer hűtővíz egy része a gáztalanítón áramlik át, ahol elporlasztva szabad durranógáz-tartalmát leadja. Ez a durranógáz nagy levegő-higítással kerül a kéménybe.

A víz esetleges szennyeződéseinek üzem közbeni eltávolítására szolgál a beépített anionkation ioncserélő.

A második vízkör két hőcserélőben veszi át az első kör hőenergiáját. A második vízkör vizének visszahűtését egy kis mesterséges szellőzésű hűtőtorony biztosítja.

A hűtőrendszer kivitele szabja meg azt a maximális hőteljesítményt, amit a reaktor aktív zónájában megengedhetünk.





9. ábra. A reaktor termikus neutronfluxusának sugár menti eloszlása 2000 kW. teljesítménynél.

Ennél a reaktornál a legmelegebb fűtőelem felületén, a hűtőközeg határrétegében mintegy 95 C°-ot engedünk meg. Ennél magasabb hőmérsékletek az itt fellépő 2,4 m/sec. vízsebességeknél kavitációra vezethetnek, ami a rudak burkolatának sérülését hozhatja magával.

A határréteg ilyen hőmérséklete s az említett maximális vízforgalom mellett az aktív zóna megengedett hőteljesítménye 2000 KW. Ekkor a hűtővíz átlagos hőmérséklet emelkedése az aktív zónában 2 C°, s a 2000 KW hőteljesítményhez  $2 \times 10^{13}$  n/cm² sec. maximális és  $1 \times 10^{13}$  n/cm² sec átlagos termikus neutronfluxus tartozik.

A fenti adatok ismeretében durva becslést tehetünk a reaktor egy töltetnek megfelelő üzemidejére vonatkozóan.

Láttuk, hogy a zóna celláiba még 20 fűtőelem köteg helyezhető el, ami további 2,5 kg U<sup>235</sup> póttöltetnek felel meg. Figyelembe véve, hogy 1 g U<sup>235</sup> mintegy 1 MW/nap energiát képvisel, s hogy a salakosodás miatt a töltetben levő hasadóanyag csak mintegy 25%-a égethető ki, a teljesen töltött zóna 630 MW/nap energiát képvisel. Így a reaktor egy töltetre vonatkozó üzemideje folyamatos 2 MW-s üzem esetén kb. egy évre tehető.

A reaktor becsült 20–25%-os kihasználása mellett az üzemidő a mi reaktorunk tölteténél 4–5 év lesz.

A víz oxigénje az aktív zónában neutronreakciókon megy át. Ezek közül az  $0^{16}/n$ ,  $p/N^{16}$ ,  $0^{17}/n$ ,  $p/N^{17}$  és  $0^{18}/n$ ,  $\gamma/0^{19}$  reakciók termékei okoznak kellemetlen aktivitásokat a hűtővízben. E termékek felezési ideje azonban csekély, 7,35, 4,14, illetve 29,4 sec.

Ezeket az oxigén-származékokat a hűtővíz a zónából magával viszi, így a teljes hűtőkör sugárvédelemmel ellátott helyiségben helyezendő el.

A reaktor szivattyúterme ezért 1 m vastag nehézbeton védőfalakkal van ellátva, 3,2, illetve 4,2 t/m³ vasérc és vasadalékú betonból. A berendezés minden gépe és armatúrája kívülről, távhajtással vezérelhető.

Az oxigénből keletkező aktív származékok csekély felezési ideje miatt a hűtővíz aktivitása leállás után gyorsan lecseng, s a szükséges javítási és karbantartási munkákat nem akadályozza.

A hűtővíz szennyeződése azonban kellemetlen hosszú felezési idejű aktivitásokat okozhatnak. Ezért a moderátor, reflektor és hűtőközeg céljára szolgáló víz iránt igen nagy tisztasági követelményeket kell támasztani.

Mi erőművi kondenzvizet alkalmaztunk, 1 mg/l alatti összes idegenanyagtartalommal.

A primer kör minden alkatrésze saválló acélból készült, hogy minél kevesebb korróziós termék jusson üzem közben a hűtővízbe. Az alkatrészek szennyezéseit szerelés előtt mechanikus tisztítással és savas kezeléssel távolítottuk el. Szerelés után több száz órán át tartó mosás következett, s ehhez mintegy 200 m³ kondenzvizet kellett felhasználni.

#### d) Vezérlés és védelem

A reaktor neutronfluxusának, s így teljesítményének mérésére bórkarbid bevonatú ionizációs kamrák szolgálnak. Ezek a reflektorban helyezkednek el. Névleges teljesítménynél 200  $\mu A$  áramot szolgáltatnak.

A szabályozást és védelmet a zónában elhelyezett abszorbensrudak biztosítják. A rudak bórkarbidből készültek. Az automatikus szabályozórúd anyaga acél.

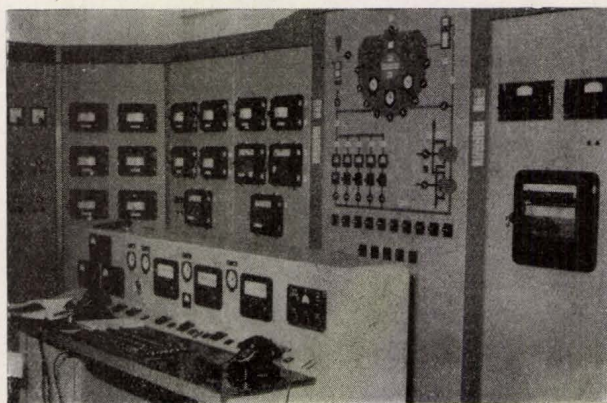
A rudak közül kettő-kettő a két kézi mozgatású rúdcsoportot alkotja, egy rúd kis reaktivitásváltozások pontos megállapítására precízebb hajtószerkezettel készült és ugyancsak kézi mozgatású.

A beállított teljesítményszint állandó értéken való tartására szolgáló automatika 100 W-tól 2 MW-ig 1,5% pontossággal tartja a reaktor teljesítményét.

Három darab abszorbens rúd szolgál a reaktor biztonsági védelméül.

Ezek a rudak nagy sebességgel a zónába zuhannak, ha a reaktor veszélyes üzemállapotba kerül. Így pl. a beállított teljesítményszint 20%-os emelkedésnél a védelmi rudak működnek.

Ugyancsak a védelmi rudak lezuhanását eredményezi a hűtőrendszer minden olyan üzemi paraméterének megváltozása, amely következtében a zóna hűtése nem kielégítő.



10. ábra. Vezénylőterem.



A vezérlés és védelem berendezései a reaktor fluxusának, illetve teljesítményének mérésére szolgáló berendezések, a hűtőkör technológiai műszerei és a legfontosabb hajtógépek kapcsolói a reaktor vezénylőtermében vannak elhelyezve.

A vezénylőterem kezelőasztaláról történik a reaktor fizikai vezérlése, itt helyezkednek el a fluxusmérő ionizációs kamrák galvanométerei, a kézi precíziós és automata rudak szervoberendezésének kapcsolói, az automatika és biztonsági védelem kezelőszervei.

A műszertáblán a hűtő- és szellőzőrendszer műszerei, működtetőkapcsolói és a fellépő hibák jelzésére szolgáló jelzőlámpái találhatók.

#### e) Szellőzőrendszer

A reaktorból kikerülő gázok és aeroszolok eltávolítására szellőzőrendszert kellett létesíteni.

A szellőzőrendszer depresszió alatt tartja mindazokat a helyeket, melyekből aktív szennyeződések származhatnak. Így a reaktor feletti vízfelszint, a reaktor alatti teret, a szivattyútermet, gáztalanítót és a meleg kamrákat.

A reaktortömb tetején és oldalán is szívócsontok vannak elhelyezve az esetleg szennyezett levegő elszívására.

Ezekről a helyekről mintegy 30 000 m<sup>3</sup> levegő elszívása történik óránként, s a szennyezett levegő 80 m magas kéményen távozik. Ez a kéménymagasság biztosítja, hogy a környéken a kifújt levegőből származó aktivitás ne halmozódhasson fel.

Külön szellőzőrendszer végzi a laboratóriumi épületszárnny megfelelő levegőcseréjét.

#### f) Dozimetriai rendszer

A reaktorcsarnok több helyén és minden olyan helyiségben, ahol aktivitásokkal kell számolni, ionizációs kamrák mérik a  $\gamma$ -sugárzási szinteket. Külön ellenőrzőberendezés szolgál a primer és szekunder hűtővíz aktivitásának mérésére.

A dózisszintek leolvasása egy helyen, a dozimetriai vezénylőben történik, a megengedett szint túllépésekor a berendezés a helyszínen figyelmeztető jelzést ad.

Kiterjedt mintavevő csőhálózat segítségével lehet ellenőrizni a levegő aktív gáz- és aeroszoltartalmát minden veszélyes helyiségben. Ennek a csőhálózatnak a vezérlése távműködtetésű szelepek segítségével ugyancsak a dozimetriai vezénylőből történik. Állandó dozimetriai ellenőrzés alatt áll a kéményen át a szabadba távozó levegő is.

Minden aktív műveletnél hordozható dózismérőkkel ellenőrzik a sugárzás szintet, s minden a reaktor mellett dolgozó személy egyéni dózismérőkkel van ellátva.

#### g) Melegkamrák

A reaktorcsarnok alagsorában elhelyezett meleg laboratórium négy cellából áll.

Az első cellába vezetnek a reaktortér ejtőcsatornái. Ezeken át jutnak a besugárzott anyagok a meglelaboratóriumba.

Az első cella távirányítású darabológéppel van ellátva. Ezzel lehet a besugárzott anyagok szükséges feldarabolását, esetleg a besugárzáshoz használt tokok felbontását végezni.

Minden cella manipulátorokkal és ólomüveg betekintő ablakokkal van ellátva, s a cellákat szállítószalag köti össze.

Az aktív anyagok eltávolítására különleges konténer szolgál.

A szellőzőberendezés gondoskodik a cellák állandó depressziójáról.

A meglelaboratórium vizei a szennyezett vizek tárolóiba jutnak. A cellák burkolata saválló acéllemez, így azok tisztításnál savas oldatokkal is moshatók. Mosóoldatok előkészítésére külön berendezés szolgál.

A meleg cellák jelenleg még építés alatt állanak, s még ez évben elkészülnek.

#### h) Aktív anyagok tárolói

Az aktív vizek (primer hűtővíz, meglelaboratórium vize) 2 db összesen 600 m<sup>3</sup> ürtartalmú szennyvíztartályban tárolhatók. Az aktív vizek ide vezetésére külön csatornarendszer szolgál. A tartályok saválló réteggel ellátott acélból készülnek, beton burkolattal, földbe süllyesztve.

Szilárd aktív anyagok elhelyezésére négyaknás beton izotóptemető készült.

#### Fizikai indítás, a zóna üzemi paramétereinek megállapítása

1959. III. 25-én, a hidegüzemi próbák befejezése és a hűtőrendszer kellő tisztasági fokának elérése után a reaktor készen állt a fűtőelemek betöltésére, a fizikai indításra.

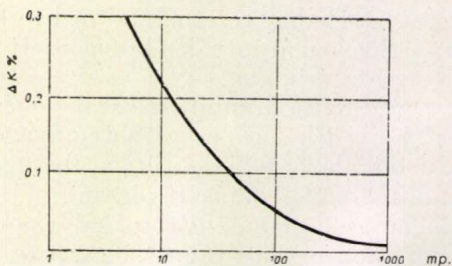
A reaktor kritikus méreteire vonatkozó számított adatok rendelkezésre álltak, de a kritikus méret végleges megállapítása kísérleti úton történt.

A zóna szubkritikus állapotban neutronerősítőként viselkedik, melynek erősítése a kritikus állapotban végtelenné válik.

A zónába helyezett neutronforrás segítségével felhúzott abszorbensrudak mellett először négy-négy, majd két-két, s végül egy-egy köteg behelyezésével mértük az erősítés növekedését, a kötegszám függvényében. Az erősítés a 24. köteg behelyezése során vált végtelenné, s a köteg teljes behelyezése után már némi reaktivitás-többlet is jelentkezett, a reaktor fluxusa nagy idő-állandóval nőni kezdett. A védelem működtetésével a folyamatot megállítottuk, s a reaktor indulásra készen állt, bár csak csekély, 0,2–0,3% reaktivitás-többlettel.

Ennél a töltetnél folyt le a teljesítményszabályozó automatika és a biztonsági védelmi rendszer ellenőrzése.





11. ábra. Teljesítménykétszerezési idő a reaktivitástöbblet függvényében.

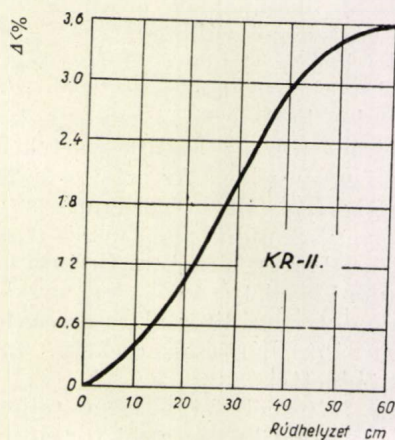
A reaktivitástöbblet mintegy 3%-ra emelése után megállapítottuk az abszorbensrudak által lekötött reaktivitást a zónába való bemerülés függvényében.

Az automatikus szabályozórendszer acél abszorbensrúdjának mérése a következőképpen folyt le:

A reaktort az automatikus rúd alsó helyzetében a többi abszorbensrúd megfelelő felemelésével kritikus állapotba hoztuk, alacsony teljesítményszinten. A mérendő rúd 1—1 cm-es emelése során megállapítottuk a teljesítménykétszerezés idejét a rúdhelyzet függvényében. Ismerve a rendszerre vonatkozó kétszerezési idő — reaktivitástöbblet összefüggést (11. sz. ábra), a rúd 1—1 centiméterének kihúzásával felszabadított reaktivitástöbblet meghatározható a rúd egész útja mentén.

Túl rövid kétszerezési idők elkerülése céljából néhány lépés után a reaktort a többi abszorbensrúd segítségével ismét kritikus állapotba kellett visszaállítani.

A többi szabályozórúd mérése működő automata mellett történt. A szabályozórendszer a mérendő rúd mozgatásával járó reaktivitásváltozásokat saját rúdjának mozgatásával kompenzálja, amiből a vizsgált rúd adott elmozdulásával járó reaktivitásváltozás megállapítható. A 12. sz. ábra egyik kézi szabályozórúdcsoport kalibrációs görbéjét mutatja. A rúd elmozdulásának elején és végén a reaktivitásváltozás sebessége kisebb, közepén hosszabb lineáris szakasszal



12. ábra. Kézi II. szabályozórúdcsoport kalibrációs görbéje.

rendelkezik. A rúd mindkét irányban túlnyúlik a zónán, s a túlnyúlás szerkezeti okokból beállított asszimetriája okozza a görbe kismértékű asszimetriáját.

A görbék alapján megállapíthatók a zóna változásaival (hőmérsékletváltozás, abszorbensanyagok bevitele, kötegek ki és beemelése, stb.) járó reaktivitásváltozások számszerű értékei.

A töltet maximális megengedhető értéke akkora lehet, hogy az általa létrehozott reaktivitástöbbletet a szabályozó rudak még lekössék.

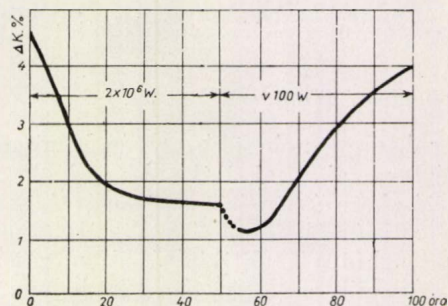
A maximális töltet megállapítását leeresztett szabályozórúddal végeztük. További kötegek beemelése során a reaktor ismét kritikussá vált, s az így megállapított maximális töltet 36 fűtőelemkötegből állt. A salakosodás és kiégés miatt ez az érték a reaktor üzemidejével emelkedik.

Ezt követően a tervezett 5%-os reaktivitástöbblet beállítása a főleges kötegek kiemelésével történt. Jelenleg a zóna 31 kötegből áll.

Az ionizációs kamrákkal történő fluxus, illetve teljesítménymérés hitelesítését a hűtővíz vízforgalom és hőfokemelkedési adataiból számított hőteljesítmény alapján végeztük a kamrák magasságának állításával, több teljesítményszinten.

### Próbaüzem

A berendezés végső ellenőrzése 100 órás próbaüzem során történt. A próbaüzem során megállapítottuk a reaktor mérgezési jelleggörbéjét is.



13. ábra. Mérgezés az üzemórák függvényében 2000 kW teljesítménynél.

A hasadási termékek egy része nagy neutronbefogási hatáskeresztmetszettel rendelkezik. A stabil vagy nagy felezési idejű, ilyen jellegű termékek a fűtőelemek salakosodását, a rövid felezési idejű termékek és származékok a reaktor mérgezését okozzák.

A reaktivitás változását az üzemidő függvényében a 13. sz. ábra mutatja. Az üzemidő első 50 órájában a reaktor teljesítménye 2 MW, a továbbiakban kb. 100 W volt.

A legjellegzetesebb mérgezőanyag, a  $Xe^{135}$  túlnyomó részben a  $J^{135}$  bomlása során keletkezik, s üzem alatt bomlás és neutronbefogás révén, leállás után csak bomlás révén tűnik el a rendszerből.



Az ábrából látható, hogy a mérgezésből származó reaktivitáscsökkenés 2 MW-nál mintegy 2,5%, s a mérgezés 40—50 üzemóra közt éri el az egyensúlyi állapotot.

Leállás, illetve igen alacsony teljesítményszintre való áttérés után a reaktivitás egy ideig tovább csökken, mert a nagy neutronfluxus mérgeeltávolító hatása megszűnt, s a mérgeanyagok, elsősorban a  $Xe^{135}$ , mely az üzem során felhalmozódott  $J^{135}$  bomlásából tovább szaporodik, csak bomlás útján tűnhet el.

A „jódgödör” a leállás után 7—8 óra múlva érte el mélypontját. Itt a megmaradó reaktivástöbbség alig több 1%-nál.

A reaktivitások megállapítása a mindenkorinál a rúdhelyzetekből a karakterisztikák segítségével történt.

A 2 MW-s üzem során mértük a reaktortömb külső felületén fellépő dozisintenzitásokat, a hűtővíz, a kidobott levegő aktivitásait, s a mérések eredményei megnyugtatók voltak.

A kéményen távozó levegő radioaktív gázokból származó aktivitása 2 MW-nál  $10^{-8}$  C/l, aeroszolaktivitása  $10^{-13}$  C/l értékű volt.

A hűtővíz tisztasága kielégítő, leállás után néhány órával a szivattyúhelyiségben a megengedett dozisintenzitás néhányszorosa volt csak mérhető.

Megmértük különböző teljesítményeknél a jellemző helyek, elsősorban a függőleges kísérleti csatornák fluxusait. Ezek a mérések még folyamatban vannak.

A próbaüzem során a berendezés teljes egészében megfelelt a követelményeknek, s 1959. július 6-án megtörtént a népgazdasági átadás is.

A reaktor üzeme az igények összehangolása alapján készült menetrend szerint fog folyni. Ez lehetővé teszi a reaktor sokoldalú alkalmazási lehetőségének jó kihasználását.

*Gyimesi Zoltán*

Központi Fizikai Kutató Intézet  
Reaktor Üzem

## Nukleáris robbantások geofizikai tanulmányozása

A geofizikai vizsgálatok szerint a földkéreg több, egymásra települt, homogénnek tekinthető rétegből áll. Az egyes rétegek vastagsága — és így a teljes kéregvastagság is, — területről-területre változik. Óceánok alatt a földkéreg az izosztatisztikus egyensúlyi állapotnak megfelelően kivékonyodik; nagy lánchegységek alatt pedig lényegesen vastagabbá válik, mint amilyen az átlagos kontinentális kéregvastagság. Ha bár a földkéreg nagy területegységeinél, tehát regionális viszonylatban a szerkezeti sajátosságok nagy vonalakban ismeretesek is, a kisebb területegységekre vonatkozó, pontosabb adatok megszerzése céljából további részletvizsgálatok szükségesek.

A földkéreg szerkezetének megismerésében fontos szerep jut a földrengések során létrejövő rugalmas hullámok tanulmányozásának. A fokozott kutatási igények maradéktalan kielégítéséhez a földrengéshullámok tanulmányozása önmagában véve azonban még nem elegendő, mert a földrengések kipattanásának helye és ideje nem minden alkalommal határozható meg kellő pontossággal.

A földkéregben véletlen robbanások vagy mesterséges robbantások nyomán is keletkeznek rugalmas hullámok. Ezeket a hullámokat ugyanúgy felhasználhatjuk a földkéreg szerkezetének vizsgálatára, mint a földrengésekből származókat. Nagy robbanások és robbantások észlelésére szeizmográfokkal több száz kilométer távolságból is lehetőség nyílik. Az 1921. szeptember 21-én a németországi Oppauban végbement véletlen robbanás által keltett rugalmas hullámokat például 365 kilométeres sugarú körön belül 5 földrengésjelző állomás észlelte. 1944. július 17-én a közép-

kaliforniai Port Chicagoban az Egyesült Államok Haditengerészete lőszerraktárában 1800 tonna robbanóanyag robbant fel. Az ennek nyomán keletkező rugalmas hullámokat 13 állomás regisztrálta, amelyek közül a legtávolabbi 744 kilométerre volt a detonáció színhelyétől. A világháborúból visszamaradt 4000 tonnányi hadianyagot 1947. április 18-án pusztították el Helgoland szigetén. Itt összesen 24 állomás végzett észlelést, amelyeknek eredményéből a nyugat-európai kéregszerkezetre vonatkozóan fontos következtetéseket lehetett tenni. A legtávolabbi megfigyelőállomás körülbelül 1000 kilométerre feküdt Helgolandtól. A Tennessee-állambeli Bristol mellett, egy kőbányában 1948. február 5-én bekövetkezett robbanás által keltett rugalmas hullámok még távolabb, a detonáció színhelyétől 1200 kilométerre is észlelhetők voltak.

Ismeretes, hogy a Hiroshimára és Nagasakira 1945. augusztus 6-án ledobott atombombák robbanóhatása 20—20 000 tonna trinitrotoluol hatásával volt egyenértékű. Ennek alapján joggal várható, hogy az atombombák — és az ezek hatását lényegesen túlszárnyaló hidrogénbombák — robbanása következtében létrejövő rugalmas hullámok még sokkal nagyobb távolságban is észlelhetők lesznek, mint a legnagyobb, nem-nukleáris robbanások esetében. Valóban, az 1945. július 14-én az új-mexikói sivatagban kipróbált kísérleti atombomba óta világszerte számos idevonatkozó megfigyelés történt. A nukleáris robbantások során létrejövő rugalmas hullámok terjedésének tanulmányozása — amennyiben a robbanás helyére és idejére vonatkozó adatok ismeretesek, — bizonyos újabb felvilágosításokat adott a



földkéreg szerkezetére és a kéregalatti állományban uralkodó viszonyokra vonatkozóan; másrészt pedig rávilágított arra, hogy a nukleáris bombákkal az emberiség olyan rendkívüli eszközhöz jutott, amelynek hatásfoka a legpusztítóbb természeti erőekkel, a tornádókkal, vulkánkitörésekkel és földrengésekkel hasonlítható össze. E körülmények felfokozták a tudományos kutatók felelősségérzetét és további küzdelemre sarkallták és sarkallják őket a nukleáris fegyverek betiltásáért.

Az első kísérleti atombomba kipróbálásakor, az újmexikói robbantásnál összesen 10 állomáson észlelték az explózió-keltette rugalmas hullámokat. Az állomások közül Mount Palomar 965, Mount Wilson 1072 és Tinemaha 1136 kilométer távolságban volt. Miután a robbanás ideje csak  $\pm 15$  másodperc bizonytalansággal volt ismeretes; a pontosabb kezdőidőt a tucsoni, riversidi és palomari észlelésekből kellett meghatározni, a dél-kaliforniai földrengésekből számított rengéshullám-sebességek ismeretében. A robbanás valószínű időpontját ezzel a módszerrel 1 másodpercenyi pontossággal sikerült rögzíteni.

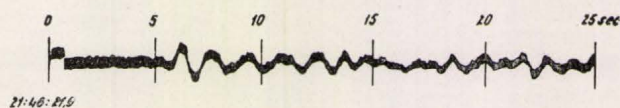
A szeizmológiában hypocentrumnak nevezzük a földrengés kipattanásának helyét a Föld belsejében. Ennek felszíni megfelelője az epicentrum, amely rendszerint a legjobban megrázott terület középpontjában foglal helyet. A nukleáris robbantásoknál — amennyiben a robbanás nem ejtőernyővel ledobott bombával, több száz méter magasságban történik — az epicentrum és a hypocentrum gyakorlatilag azonosnak vehető. Az újmexikói robbantás például egy 40 méter magas acéltorony tetején történt. A robbanás után a torony megsemmisült, helyén mély kráter képződött. Az említett 40 méter még az úgynevezett sekélyfészkiú rengések néhány kilométeres hypocentrum-mélységéhez viszonyítva is elhanyagolható.

A nukleáris robbanások következtében nemcsak a talajban, hanem a levegőben is kialakulnak rugalmas hullámok. Ezek a longitudinális hullámok a hang sebességével terjednek; az irodalomban gyakran léglökési hullám elnevezéssel jelölik meg. Hatásuk a robbanás néhányszor tíz kilométeres környezetében igen veszedelmes lehet. Az újmexikói kísérletnél a direkt léglökési hullámokat 6 állomás regisztrálta. Ezen állomásokra számolva a hullámok sebességének átlaga 349,3 méter másodpercenként, valamivel nagyobb, mint a hang terjedési sebessége  $0^\circ \text{C}^\circ$  hőmérsékletű, páramentes levegőben. A földfelszínnel párhuzamosan haladó direkt hullámok beérkezése után körülbelül 1 perccel újabb léglökési hullámok csoportja jelentkezett a tucsoni állomáson és Pierce Ferryben. Ezek sebessége azonban csak 301 méter volt másodpercenként. A viszonylag alacsony sebességérték arra mutat, hogy a hullámok a sztratoszféra egy oly rétegén keresztül érkeztek, ahol a hőmérséklet  $-50^\circ \text{C}^\circ$  körüli lehetett. A Szunda-szigetek egyikén 1883-ban kitört Krakatoa nevű vulkán esetében a hanghullámok

hasonló sajátságot mutattak. Nyugat felé  $305 \text{ m/sec}$ , kelet felé  $320 \text{ m/sec}$  sebességgel haladtak és a Földet háromszor megkerülték. Ezek a sebességek átlagosan  $-30^\circ \text{C}^\circ$  körüli hőmérsékletnek felelnek meg.

A léglökési hullám hatásának veszélyes voltáról úgy győződhetünk meg, ha összehasonlítást teszünk egyes légköri jelenségekkel. Az eddig észlelt legerősebb szélvihar sebessége (1934. április 12, Mount Washington, Egyesült Államok)  $371 \text{ km/óra}$  volt. Ugyanekkora volt a léglökési hullámok sebessége másfél kilométer távolságban a hirosimai atombomba robbanásának helyétől mérve. A forróégővi hurrikánokban a szélsébség eléri az óránkénti  $4-500$  kilométert; ez a bomba robbanásától  $1200$  méter távolságnak felel meg. Az áramló levegő sebessége még a leghevesebb tornádókban sem haladja meg az óránkénti  $800$  kilométert; ennek távolság-ekvivalense körülbelül  $700$  méter. Számítások szerint az atombomba robbanásának helyétől  $200$  méterre a léglökési hullám sebessége  $1300$  kilométer óránként; ami lényegesen nagyobb, mint bármely tájfuné vagy tornádóé. Érthető, hogy ennek hatása rendkívüli pusztítást visz végbe. Hirosimában a kő- és faépületeknek több mint  $70\%$ -a teljesen megsemmisült és  $90\%$ -a vált lakhatatlanná. A  $12^\circ$ -os földrengéserősségi skálát alkalmazva ez a pusztítás valamivel nagyobb, mint amilyent egy  $10^\circ$ -os, úgynevezett erősen romboló földrengés hoz létre. — Összehasonlításként megemlítjük, hogy az egyik legjelentősebb hazai rengés (Kecskemét, 1911. július 8) csak  $9^\circ$ -os volt.

1946. július 24-én az Egyesült Államok a Csendes-óceáni Bikini-szigetek térségében újabb kísérleti atombombarobbanást hajtott végre.



Az 1946. évi bikini atombomba kísérlet következtében létrejött rugalmas hullámok szeizmogramja. (A Mount Wilson obszervatórium észlelése, rövidperiódusú Benioff-féle földrengésjelző készülékkel.)

Ez az úgynevezett Baker-bomba a Bikini-laguna vizében, körülbelül  $30$  méter mélységben robbant. Az ezt megelőzően felrobbantott bomba  $300$  méter magasan volt a víz fölött a detonáció pillanatában, így szeizmológiai kiértékelésére nem nyílt lehetőség.

A Baker-bomba által keltett rugalmas hullámokat az Egyesült Államok területén  $8$  földrengésjelző állomás észlelte. Csak longitudinális hullámok jelentkeztek, sem transzverzális, sem pedig felszíni hullámok nem voltak megfigyelhetők. Miután a detonáció helye és időpontja ismeretes volt, alkalom nyílt a rugalmas hullámok menetidejének ellenőrzésére. Megállapítást nyert, hogy a rugalmas hullámok sebessége nagyobb volt,



mint az újmexikói kísérletnél. A nagyobb sebesség annak tudható be, hogy míg a mexikói kísérletnél kisebb sűrűségű, a kontinenseket felépítő kőzetek szerepeltek, addig a bikinii kísérleteknél az óceáni aljzatot felépítő, nagyobb sűrűségű kőzetekben terjedtek a rugalmas hullámok.

A bikini atombomba robbantás egy fontos geofizikai eredménye volt az a megállapítás, hogy az úgynevezett Mohorovičić-féle szeizmikus töréssel, — amely gyakorlatilag a földkéreg alsó határfelületével azonosítható, — Bikini, Wake, Truk, Kwajalein és Eniwetok korallszigetek alatt mintegy 17 kilométer mélységben van. A szeizmológiai vizsgálatokkal is igazolt gravitációs mérések szerint a kontinensek alatt a Mohorovičić-felület mélysége 30 kilométer, vagy annál több. Az elméletileg felépített izosztatikus kéregmodell szerint a Mohorovičić-felület óceánok alatt sokkal közelebb van a felszínhez. A mért 17 kilométeres érték igazolja e feltevés létjogosultságát és eléggé jó egyezésben van az elméletileg várható értékkel.

A Baker-bomba által keltett longitudinális hullámok a Mount Wilsonon észlelt maximális amplitúdója alapján megállapítható, hogy ugyanekkora amplitúdót a megfelelő távolságban egy 5,5 magnitúdós, egyetlen lökésből álló földrengés kelthetne. A magnitúdó a földrengés méretére jellemző mennyiség. Egy 5,5 magnitúdós rengés energiája a

$$\log E = 11 + 1,6 M$$

képlet alapján számolva, ahol  $E$  az energia és  $M$  a magnitúdó,  $6,3095 \cdot 10^{19}$  erg. Megjegyezzük, hogy az 1956. január 12-iki, Dunaharaszti környéki földrengés magnitúdója 5,6 volt. Ha a Baker-bombában 10 kg hasadó anyag volt és ebből 9,4 gramm dezintegrálódott, akkor a keletkező energiámennyiség  $8,4 \cdot 10^{21}$  erg. Ennek az energiának azonban csak viszonylag csekély része fordítódik rugalmas hullámok keltésére, az energia legnagyobb része hőenergia formájában szabadul fel. Az egyezés a két megadott érték között tehát jónak mondható.

Az atombombák hatását lényegesen meghaladó hidrogénbombák robbanásakor keletkező lég-lökési és rugalmas hullámok még intenzívebben jelentkeznek. Az 1953. augusztus 12-ikén felrobbantott első szovjet hidrogénbomba által keltett léglökési hullám erejét az 1908. június 30-án Kelet-Szibériában lezuhanó óriásmeteor hatásához hasonlítják. A légnyomás a meteor lezuhanását követően 40 kilométer körzetben letarolta az őserdőt és még 600 kilométer távolságban is földhözvágott embereket.

Japán megfigyelők szerint az 1954—56 években a Csendes-óceánon felrobbantott kísérleti hidrogénbombák hatására közel hangsebességgel haladó légnyomásmaximumok és minimumok alakultak ki és követték egymást, sok száz kilométeren keresztül. A japáni megfigyelőállomásokon elhelyezett légnyomásmérők 0,15 millibártól kezdve egészen 0,50 millibárig terjedő kilengéseket mutat-

tak. E megfigyelések alapján a japánok meg tudták határozni a bomba robbanásának közelítő földrajzi koordinátáit is.

A legnagyobb hatásfokú hidrogénbomba, amelyet a Csendes-óceánban az Egyesült Államok Haditengerészete kipróbált (1956. július 21-én), 50 millió tonna trinitrotoluol robbanóerejével ért fel. Az általa feldobott koralltömeget 30 millió tonnánál többre becsülik. Feltehetően legalább ugyanekkora tömegű vízoszlopot emelt a magasba. Összehasonlításként megemlítjük, hogy az eddig észlelt legnagyobb víztölesek egyike (1896. augusztus 19-én az Atlanti-óceán floridai partja közelében), 136 méter átlagvastagságú és 1200 méter magasságú volt, és így körülbelül 70 millió tonna vizet tartalmazott. A hidrogénbomba által megmozgatott tömegek rendkívüli voltát ugyancsak jól szemlélteti az, hogy igen hozzávetőleges becslések szerint a guatemalai Santa Maria vulkán 1902. évi kitörésekor 40 millió tonna, a már említett Krakatoa tűzhányó 1883. évi heves explóziójakor pedig 100 millió tonna törmelékanyag került a levegőbe. Az atombomba gombalakú felhője 10-12 kilométer, a hidrogénbomba felhője 20 kilométer magasra emelkedik. A Krakatoa kitörésekor a légkör 80 kilométer magasságig szennyeződött vulkánikus porrészecskékkel.

A Bikini- és Eniwetok-szigeteken felrobbantott kísérleti hidrogénbombák által keltett rugalmas hullámokat hetvennél több állomás regisztrálta. Ezek többsége az Egyesült Államok területén fekszik. Közöttük 8 olyan is szerepel, amely több, mint 10 000 kilométer távolságban helyezkedik el a robbanások színhelyétől.

Az 1954—56. évi hidrogénbomba kísérletek három geofizikai eredményt hoztak. Először is, bizonyítékot szolgáltatott a 2900 kilométer mélységben, az úgynevezett Gutenberg-Wiechert-féle elsőrendű szeizmikus töréssel elhatárolt földmag belsejében elhelyezkedő belső mag létezése mellett.

A második eredmény a japán Matsushiroban és az amerikai Collegeban végzett észlelésekből származik. A földmagról visszaverődő longitudinális hullámok tanulmányozása arra a feltevésre vezetett, hogy a magon két reflektáló felület van; vagy pedig esetleg a földmag felülete undulációkat mutathat. Valószínűnek látszik az is, hogy a földmag és a földköpeny közötti átmenet igen éles.

Végül a harmadik eredmény szerint a földkéreg vastagsága és a rugalmas hullámok terjedési sebessége közel azonos Ausztráliában és Észak-amerikában. A hasonló kéregszerkezet a kontinensek közös eredetére enged következtetni.

Amint az elmondottakból kitűnik, a nukleáris robbantások során olyan energiámennyiség szabadul fel, amelynek pusztító hatása a nagy, természeti katasztrófákéval hasonlítható össze. Azok a tudományos, főként geofizikai eredmények, amelyek a robbantásoknak köszönhetőek, értékükben eltorpülnek azon károk és veszélyek mellett, amelyeket a kísérletek továbbfolytatása szabadítana az



emberiségre. Ennek felismerése arra kell indítson minden becsületes kutatót, hogy tudományos tekintélyével, felvilágosító munkájával és minden akaraterejével küzdjön a kísérletek végleges be-  
szüntetéséért.

Hédervári Péter

Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet,  
Budapest

## IRODALOM

1. Gutenberg, B. — Richter, C. F.: Transactions of the American Geophysical Union, Vol. 27, No. VI., 1946.
2. Gutenberg, B.: Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 36, No. IV., 1946.
3. Carder, D. S. — Baily, L. F.: Bulletin of the Seismological Society of America, Vol. 48, No. IV., 1958.
4. Hoffmann, A.: Időjárás-katasztrófák és az atom-bomba. Kosmos, I., 1955.

## Elemek, atomok, periódusos rendszer V.

(Az atomok tulajdonságai és az atommagok szerkezete)

Ha végigtekintünk az elemek Mengyelejev-féle periódusos rendszerén, nyomban szemünkbe ötlik annak néhány vonása, melyeket hiába is próbálnánk megérteni az atom elektronburkának héjszerű szerkezetéből kiindulva. Mi az oka annak, hogy a természetben előforduló elemek sora a 92-es rendszámú uránnal véget ér? Jól ismert tény, hogy a legnehezebb atomok önként radioaktív bomlást szenvednek; ezzel kapcsolatban megkérdezhetjük: Miért éppen a 82-es rendszámú ólom zárja be a bomlásra nem hajlandó, stabil atomok sorát? S az ólom különböző izotópjai közül miért éppen a  $^{208}_{82}\text{Pb}$  a legnehezebb stabil izotóp? Mi magyarázza azt, hogy a rendszám 1-től 92-ig terjedő értékei közül sem mindegyikhez tartozik a természetben előforduló elem; nevezetesen: Miért van az, hogy a 43-as rendszámú technéciumnak (Tc) és a 61-es rendszámú proméciumnak (Pm) nincs egyetlen stabil izotópjuk sem? További érdekes problémákra bukkanunk, ha az atomfajtákat nem egyszerűen a rendszám növekvő értéke szerint állítjuk sorba, mint azt Mengyelejev tette, hanem egy koordinátasíkon ábrázoljuk, melynek pontjait koordinátaként az atom magjában foglalt protonok száma, a  $Z$  rendszám, valamint az  $N$  neutronszám értékeivel jellemezzük. (Az  $A$  tömegszám vagy atomszám e kettő összege:  $Z + N = A$ .) A stabil atomfajták által elfoglalt sáv vastagságának változása, határvonalainak kanyargása megannyi kérdést ad fel az atomfajták körében fellépő szabályszerűségek magyarázatára törekvő elméleti fizikusnak. Az elmúlt évtizedek atomfizikai kutatásai nyomán ma világos előttünk: ezek a kérdések nem válaszolhatók meg az atom elektronburkának héjszerkezetéből kiindulva; ahhoz, hogy e kérdésekre válaszolhassunk, az atom középpontjában elhelyezkedő, tömegének túlnyomó részét magábanfogaló, az elektronburoknál több, mint tízezerszer kisebb kiterjedésű parányi atommag belső szerkezetét kell vizsgálat alá vennünk.

*Miért ér véget az uránnal a természetben előforduló elemek sora?*

A nehéz atommagoknál megfigyelt bomlási folyamatok közül a legdrámaibb jelenség kétségkívül a *maghasadás* jelensége. Az urán-atomok

neutronokkal való bombázás hatására bekövetkező hasadását első ízben Hahn és Strassmann figyelték meg (1939), két évvel ezután pedig Flerovnak és Petršáknak sikerült kimutatnia az önkéntes uránhasadás jelenségét is. Vizsgáljuk meg most, milyen körülmények között várható, hogy valamely atom magja önként részekre szakadjon? Mi az önkéntes hasadással szembeni stabilitás feltétele? Az atommag alkotórészeit, a protonokat és neutronokat tudvalevőleg rövid hatótávolságú vonzó erők kapcsolják egymáshoz a magban. Az atommag belsejében elhelyezkedő nukleonra szomszédjai minden irányból fejtenek ki vonzó erőt, a mag felületén levő nukleon viszont csak a mag belseje felől vonzzák társai. Minthogy ilyen módon a felületen levő nukleonok gyengébben kapcsolódnak a maghoz, mint a többiek, az atommag a lehető legerősebb kötés kialakítása érdekében felületét igyekszik minél kisebbre csökkenteni.<sup>1</sup> Ugyenezet a jelenséget jól ismerjük a folyadékok mechanikájából is: egy folyadékcsepp is igyekszik minél kisebb felületű alakot felvenni, hogy ily módon a csepp  $F$  felületével arányos

$$E_f = \gamma F \quad (1)$$

felületi energia a lehető legkisebb értéket vegye fel. (Itt  $\gamma$  a folyadék felületi feszültsége.) Bohr és Wheeler a maghasadás kvantitatív leírására kidolgozott elméletükben éppen a folyadékcsepp és

<sup>1</sup> Megkérdezhetnénk, hogy miért nem zsugorodik össze az atommag pontszerűvé az alkotórészei között uralkodó vonzó erő hatására; hiszen a magfelület ekkor válna a legkisebbé; ilyenkor minden nukleonra minden társának erőtere hatna. [A valóságban a magsugár  $R = 1,2 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$  cm képlete szerint egy nehéz ( $A > 200$ ) atommag átmérője több, mint hatszorosa a magerők hatótávolságának. Egy valóságos atommagban tehát egy nukleon csak korlátozott számú társára fejt ki vonzó erőt.] Brueckner, Weisskopf és mások újabb vizsgálataiból tudjuk, hogy az atommag ilyen összezsugorodását a nukleonokat körülvevő igen rövid hatótávolságú ( $\sim 0,4 \cdot 10^{-13}$  cm) taszító zóna jelenléte akadályozza meg. Ha a magot a valóságos magterfogathatóság kisebb részére akarnánk összezsugorítani, a taszító zóna jelenléte folytán a nukleonok mozgása számára szabad térfogat gyorsan csökkenne, ami pedig a nukleonok erős lokalizációjához, s a lokalizációból származó kinetikus energia rohamos növekedéséhez vezetne. A kinetikus energia növekedése, mely erősebbnek bizonyul, mint a felületi (potenciális) energia csökkenése, a mag összezsugorodását energetikailag lehetetlenné teszi.



az atommag között fennálló hasonlóságból indulnak ki. A töltött részecskéket (protonokat) tartalmazó atommag modelljéül természetesen elektromos töltést viselő folyadék-cseppet kell választanunk. A  $Z$  protont tartalmazó és így  $Ze$  töltésű ( $e$  = elemi töltés),  $R$  sugarú magfolyadék-csepp  $E_e$  Coulomb-energiáját az elektrosztatika ismert képlete segítségével határozhatjuk meg:

$$\begin{aligned} E_e &= \frac{1}{2} \iint \frac{\varrho(\mathbf{r}_1)\varrho(\mathbf{r}_2)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} dv_1 dv_2 = \\ &= \frac{1}{2} \left( \frac{3Ze}{4\pi R^3} \right)^2 \int_0^R 4\pi r_1^2 \left[ \int_{-1}^{+1} \frac{2\pi r_2^2 dr_2 d\xi}{|r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \xi|} \right] dr_1 = \\ &= \frac{9}{4} \frac{(Ze)^2}{R^6} \int_0^R r_1 \left\{ \int_0^R r_2 [r_1 + r_2 - |r_1 - r_2|] dr_2 \right\} dr_1 = \\ &= \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R}. \end{aligned} \quad (2)$$

Itt feltételeztük, hogy  $\varrho(\mathbf{r})$  töltéssűrűség a magon belül a  $3Ze/4\pi R^3$  állandó értékkel egyenlő, a magon kívül pedig zérus. Ahhoz, hogy a magfolyadék-csepp stabil legyen, az atommag ne hasadjon önként részekre, *szükséges, hogy a* protonok Coulomb-taszításából származó  $p_e$  *elektrosztatikus nyomás, mely igyekszik eltávolítani egymástól az egymást taszító töltéseket, ne múlja felül a* magfelület csökkentésére törekvő, *a felületi feszültségből származó  $p_f$  nyomást:*

$$p_e \leq p_f. \quad (3)$$

A mag önkéntes hasadással szembeni stabilitása (szükséges) feltételének felállítása céljából meg kell határoznunk a  $p_e$  és  $p_f$  nyomások kifejezését. Ha a mag  $R$  sugarát  $\Delta R$ -rel megnöveljük, a Coulomb-erők  $p_e F \Delta R$  munkát végeznek a (2) elektrosztatikus energia rovására:

$$p_e F \Delta R = -\Delta E_e = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R^2} \Delta R = E_e \frac{\Delta R}{R}. \quad (4)$$

Az  $R$  magsugár  $\Delta R$ -rel való megnövelésekor az  $F = 4\pi R^2$  magfelület  $F = 8\pi R \Delta R = 2F \Delta R/R$ -rel, az (1) felületi energia tehát  $\Delta E_f = 2E_f \Delta R/R$ -rel növekszik meg. E növekedés elérése érdekében a felületi feszültség befelé irányuló  $p_f$  nyomásának ellensúlyozására ugyancsak  $p_f$  nagyságú, *kifelé* irányuló nyomást kell alkalmaznunk a mag  $F$  felületére. A  $\Delta E_f$  növekedést az  $F$  felületre nehezedő  $p_f F$  erő  $p_f F \Delta R$  munkája szolgáltatja:

$$p_f F \Delta R = \Delta E_f = 2E_f \frac{\Delta R}{R}. \quad (5)$$

(4) és (5) alapján tehát írhatjuk:

$$p_e = \frac{E_e}{FR}, \quad p_f = 2 \frac{E_f}{FR}. \quad (6)$$

$p_e$  és  $p_f$  kifejezését figyelembe véve, a hasadással szembeni stabilitás (3) feltétele az

$$E_e \leq 2E_f \quad (7)$$

egyszerű alakba írható. Írjuk be ide az elektrosztatikus energia (2) alatti kifejezését, valamint a felületi energia (1)-ből adódó  $E_f = \gamma F = 4\pi\gamma R^2$  alakját, és vegyük tekintetbe a magsugár  $R = r_0 A^{1/3}$  alakú ismert függését az  $A$  tömegszámától. Ekkor (7) feltételünk a

$$\frac{Z^2}{A} \leq 2 \cdot \frac{5r_0}{3e^2} \cdot 4\pi\gamma r_0^2 \quad (8)$$

alakot ölti. A felületi, ill. a Coulomb-energia kifejezésében szereplő  $4\pi\gamma r_0^2$ , ill.  $3e^2/5r_0$  együtthatók értékét az atommagok kísérleti úton megállapított kötési energiáiból meghatározták. Eredményül a

$$\frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} = 0,710 \text{ MeV}, \quad 4\pi\gamma r_0^2 = 17,8 \text{ MeV}$$

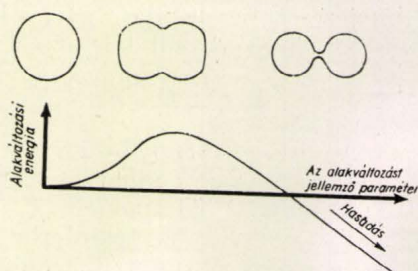
értékek adódtak. Ezeket (8) feltételünkbe behelyettesítve a

$$\frac{Z^2}{A} \leq 51 \quad (9)$$

egyenlőtlenségre jutunk. Azokban az atommagokban, melyeknek rendszáma nem elégíti ki a (9) egyenlőtlenséget, a magalkatrészeket egymástól eltávolítani igyekvő elektrosztatikus nyomás legyőzi a megfelület gömbalakjának fenntartására törekvő, a magot összetartó felületi feszültséget, s így a mag (létrejött pillanatában) a Coulomb-erők hatására töredékekre hasad. A (9) egyenlőtlenség tehát *szükséges* feltétele annak, hogy valamely atommag előfordulhasson a természetben. A legnehezebb magokra a  $Z/A$  viszony a megfigyelések szerint 0,4 körüli érték. Ezt (9)-be helyettesítve azt találjuk, hogy  $Z_{\text{krit}} \approx 128$  az a *kritikus érték, amelynél nagyobb rendszámú elemek a természetben bizonyosan nem fordulhatnak elő.*

Az atommagok két töredékre való hasadása azonban nemcsak ilyen extrém nagy rendszámoknál jár energiafelszabadulással. Míg egy 90 körüli rendszámú magban az egy nukleonra eső magenergia kb. — 7,5 MeV, a 45 körüli rendszámok esetén *erősebb a kötés:* egy nukleonra kb. — 8,5 MeV esik. Ez azt mutatja, hogy pl. egy uránmag kettéhasadása energetikailag igen előnyös: nukleononként kb. 1 MeV, összesen tehát mintegy 200 MeV energia felszabadulásával jár! Az uránmagra azonban még teljesül a (9) egyenlőtlenség ( ${}_{92}^{235}\text{U}$  esetén  $Z^2/A = 36$ ), ennek a magnak az alkotórészeit tehát a (nukleonok közötti vonzó magerőktől származó) felületi feszültség még képes együtt tartani, szembeszállva a protonok között működő Coulomb-taszítással. Ha azonban az urán-maggal energiát közlünk (pl.  $\gamma$ -kvantumokkal való besugárzás útján), amely a magot egyensúlyi gömbalakjából kimozdítja, és pl. megnyúlt alakot kényszerít rá, úgy a mag egyszer csak





1. ábra. Ha az atommagot gömbalakú egyensúlyi helyzetéből kiindulva deformáljuk: megnyúlt alakot kényszerítünk rá, úgy az alakváltozás első szakaszában energiát kell befektetnünk, hogy legyőzzük a nukleonokat összetartó vonzó magerőket. Egy kritikus deformáció elérésekor a mag nukleonjainak átlagos távolsága oly nagyra nő, hogy a nukleonok között ható rövid hatótávolságú magerők már nem tudják ellensúlyozni a nagy távolságokra is ható Coulomb-féle taszító erőket: az alakváltozási energiát az alakváltozás függvényében ábrázoló görbe eléri maximumát, mely után a hasadás felé vezető lejtő következik: a mag a taszító Coulomb-erők hatására töredékekre hasad.

elér egy kritikus megnyúlást, amikor is a további alakváltozás, és ezen keresztül a mag töredékekre való hasadása már további energiaköltség nélkül is végbemegy. Szemléletesen szólva: a közölt energia ahhoz szükséges, hogy az alakváltozást végző magot felsegítsük egy *potenciálhegyre*, amelynek csúcsa után a hasadás felé vezető lejtő következik. (1. ábra.) Érdekes módon az atommag nemcsak külső energiaköltség segítségével juthat keresztül a hasadás felé vivő úton emelkedő potenciálhegyen. A kvantummechanika törvényei (a Heisenberg-féle határozatlansági összefüggések) értelmében lehetőség van arra, hogy a potenciálhegyen való átjutás  $\tau$  időtartamára a mag energiájában  $\Delta E \approx \hbar/\tau$  nagyságú ingadozás lépjen fel. Ez a  $\Delta E$  energia elegendő lehet ahhoz, hogy a magot a potenciálhegyen átsegítse, a hasadás felé. (Szemléletesen úgy is felfogható e jelenség, hogy az egyik magtöredék „alagútát fúr” a másik töredéket körülvevő Coulomb-féle potenciálfalon; ezért „alagútjelenség”-nek is nevezik.) Az alagútjelenség folyamánaképpen olyan atommagok is szenvedhetnek önkéntes hasadást, amelyekre a (9) egyenlőtlenség teljesül. A (9) egyenlőtlenség adta határtól távolieső magokra az önkéntes hasadás kicsiny valószínűségű folyamat; pl. a  ${}_{92}^{235}\text{U}$  mag önkéntes hasadással szemben mutatott felezési ideje  $1,8 \cdot 10^{17}$  év. A természetes elemek sorának határán túl, a laboratóriumi úton előállított *transzuránok* között a hasadás valószínűsége egyre számottevőbb lesz. A kalifornium—254 esetében az önkéntes hasadással szembeni felezési idő már csak 60 nap, a fermium—256 esetében pedig mindössze 3,1 óra. Megjegyezzük, hogy sok nehéz mag számára, a két nehéz töredékre való önkéntes hasadás az instabilitást okozó,  $Z^2$ -tel arányos, (2) alatti Coulomb-energia csökkentésének nem a legnagyobb valószínűségű módja. Sok mag  ${}^2\text{He}$  mag ( $\alpha$ -részecske) kibocsátásával igyekszik csökkenteni Coulomb-energiáját. Mindenesetre az uránál ne-

hezebb magoknál a kisebb részekre való önkéntes felbomlás (hasadás,  $\alpha$ -bomlás) valószínűsége oly nagy, hogy ha ezek a Földön található kémiai elemek felépülésekor a többi maggal együtt ki is alakultak, napjainkig gyakorlatilag teljesen szétbomlottak könnyebb atommagokra, s így nem fordulnak elő megfigyelhető mennyiségben Földünkön.

**Összefoglalva:** A nehéz atommagoknak a nagyszámú proton Coulomb-kölcsönhatása következtében fellépő instabilitása a (9) egyenlőtlenségnek eleget nem tevő ( $Z \gtrsim 128$  rendszámú) elemek kialakulását elvileg lehetetlenné teszi: ezek az elemek kialakulásuk pillanatában könnyebb töredékekre esnének szét. Azt, hogy a Földön előforduló elemek sora már hamarabb ( $Z = 92$ -nél) véget ér, annak kell tulajdonítanunk, hogy a  $Z > 92$  elemek átlagos élettartama jóval rövidebb, mint az elemek kialakulása óta eltelt idő. Ha valaha jelen is voltak ezek az elemek a Földön, napjainkig már „kifogytak”.

#### A mágikus számok és az atommagok héjszerkezete

A maghasadás leírásánál oly sikeresnek bizonyult *cseppmodell* alkalmazhatósági területe erősen korlátozott. Míg a nehéz atommagok több MeV-os gerjesztés esetén mutatott viselkedését (nagyfokú deformálhatóság, csekély összenyomhatóság, hasadási küszöbenergia értéke) jól tükrözi, az alapállapotú atommagok megfigyelt tulajdonságainak (spin, mágneses dipól- és az elektromos kvadrupólmomentum értéke, radioaktív átalakulási energiák szabályosságai) értelmezésére az atommag és egy klasszikus folyadékcsépp között vont egyszerű párhuzam alkalmatlannak bizonyult. Az 1950-et megelőző évtizedekben az atommagok kötési energiájának a proton- és neutronszámától való függését, a radioaktív átalakulások és magreakciók során felszabaduló energiákat tanulmányozva egyre több fizikus jutott arra a felismerésre, hogy azok a magok, amelyekben a protonok vagy a neutronok száma megegyezik a

$$2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 \quad (10)$$

ún. *mágikus számok* valamelyikével, kitűnnek társaik közül különleges stabilitásukkal. Most nem célunk, hogy a (10) mágikus számok kitüntetett szerepét bizonyító tapasztalati tényeket felsorakoztassuk, ezt már megtettük máskor.<sup>2</sup> Most csak megállapítjuk, hogy a (10) mágikus számok kitüntetettsége a legkézenfekvőbb módon azzal magyarázható, hogy az atommag nukleonjai — az atomburok elektronjaihoz hasonlóan — *héjakba* csoportosulnak, s hogy azok az atommagok, melyekben a protonok, ill. neutronok száma a mágikus számok valamelyikével egyezik meg, csupa lezárt („nemesgázszerű”) proton-, ill. neutronhéjat tartalmaznak. Az atommagban kialakuló proton- és neutronhéjakról alkotott elképzelés, a mag *héjmodellje*, nemcsak érthetővé teszi, hogy egyes atommagok — melyek csupa zárt héjat tartalmaznak — nagyobb stabilitást mutatnak, mint a többiek, de arra is alkalmas, hogy egy lényeges új feltevés bevezetésével: az *erős spin-pálya-kölcsönhatás* feltételezésével — a *mágikus számok* értékeit is levezessük.

A mágikus számok levezetése céljából a nukleonokat, az atommagban megkötött magerőket sematikusán vesszük tekintetbe: feltételezzük, hogy a nukleonokat a középpontból való kitéréssel arányos visszatérítő erő tartja kötve a magban. Eszerint a mag minden

<sup>2</sup> Fizikai Szemle VI. évf. 2. szám 58. o. 1956.



nukleonját egy háromdimenziós térbeli harmonikus oszcillátornak tekintjük. Egy *egydimenziós* harmonikus oszcillátor energiája a kvantumelméletben *Planck* alapvető feltételezése szerint a  $h$  Planck-állandó és a  $\nu$  frekvencia szorzatának csak *egészszámu* többszöröse lehet:  $nh\nu$ . A *háromdimenziós* oszcillátor  $E$  energiája három ilyen tag összege:

$$E = (n_1 + n_2 + n_3) h\nu. \quad (11)$$

Egy-egy  $n_1, n_2, n_3$  számhármast a magban mozgó nukleon pályamenti mozgásának egy-egy kvantumállapotát jellemzi. Minthogy a nukleonok a pályamenti mozgás szabadsági fokain kívül spinnel is rendelkeznek, melynek valamely adott irányra vetett vetülete az  $s = \pm 1/2$  értékeket veheti fel, a nukleon pályamenti mozgásának és spinjének teljes kvantumállapotát az  $n_1, n_2, n_3, s$  számnégyes megadásával jellemezhetjük. Az atommag protonjaira, ill. neutronjaira, éppen úgy, mint a burkok elektronjaira, érvényes a Pauli-elv, melynek értelmében az atommag egy-egy  $n_1, n_2, n_3, s$  számnégyessel jellemzett kvantumállapotát *legfeljebb egy proton és legfeljebb egy neutron foglalhatja el*. (11)-ből leolvasható, hogy  $n_1, n_2, n_3$  azon értékeihez, melyekre  $n_1 + n_2 + n_3$  egy megadott egész számmal egyenlő, az  $E$  energiának ugyanazon értéke tartozik. Az ilyen  $n_1, n_2, n_3$  számhármásokról azt mondjuk, hogy *egy energiahéjba* tartozó kvantumállapotokat jellemeznek. Határozzuk meg most, hány kvantumállapot áll az atommag protonjainak, ill. neutronjainak rendelkezésére az  $n$ -edik energiahéjban? Ezen kvantumállapotok számát az  $n = n_1 + n_2 + n_3$  egyenlet ( $n$  = adott) nemnegatív egész számokból álló  $n_1, n_2, n_3$  megoldásai számának *kétszerese* szolgáltatja. (A megkét-szerezésre azért van szükség, mert minden  $n_1, n_2, n_3$  számhármashoz még az  $s$  spinkvantumszám két értéke csatlakozhat:  $s = \pm 1/2$ .) Az  $n_1 + n_2 + n_3 = n$  ( $n$  = adott) nemnegatív egész megoldásainak számát a következő megfontolás szolgáltatja:  $n_1$ -nek szabadon adhatunk bármilyen 0 és  $n$  közé eső értéket. Ha  $n_1 = n - k$  (itt  $k = 0, 1, \dots, n$ ) úgy ehhez  $n_2$ -nek  $0, 1, \dots, k$  értékei társulhatnak ( $n_1$  és  $n_2$  megválasztásánál egyedül az  $n_1 + n_2 \leq n$  feltétel teljesülésére kell ügyelnünk;  $n_3$  megválasztásában nincs szabadságunk, ezt  $n_1, n_2$  és a megoldandó egyenlet már meghatározza.) Az  $n_1 = n - k$  választás mellett  $n_2$  megválasztására tehát  $k + 1$  lehetőségünk van. Egyenletünk megoldásainak számát úgy kapjuk meg, hogy az  $n_2$  megválasztásában nyíló lehetőségeink  $k + 1$  számát összegezzük  $k$  minden szóba jövő értékére,  $k = 0, 1, \dots, n$ -re:

$$\sum_{k=0}^n (k + 1) = (n + 1)(n + 2)/2.$$

Ennyi tehát egyenletünk megoldásainak száma adott  $n$  esetén; az  $n$ -edik energiahéj proton-, ill. neutronállapotainak száma ennek kétszerese:  $(n + 1)(n + 2)$ . A protonok, ill. a neutronok azokban az atommagokban csoportosulnak csupa zárt héjba, amelyben a protonok, ill. a neutronok száma megegyezik egy héjba tartozó kvantumállapotok  $(n + 1)(n + 2)$  számának 0-tól egy maximális  $N$ -ig képezett összegével:

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^N (n + 1)(n + 2) &= \\ &= \sum_{n=0}^N \frac{(n + 1)(n + 2)(n + 3) - n(n + 1)(n + 2)}{3} = \\ &= \frac{(N + 1)(N + 2)(N + 3)}{3}. \end{aligned} \quad (12)$$

A kapott képlet a csupa zárt proton-, ill. neutronhéjat tartalmazó atommagok proton-, ill. neutron számára a következő értékeket szolgáltatja:

$N$	0	1	2	3	4	5	...
$\frac{(N + 1)(N + 2)(N + 3)}{3}$	2	8	20	40	70	112	...

Amint látjuk, a héjlezárást jelző proton-, ill. neutronszámok közül az *első három* megegyezik a (10) mágikus

számok sorának első három tagjával; a 20-nál nagyobb számok esetén azonban a mágikus számok értelmezésére tett kísérlet kudarcot vallott. — A továbbiak szempontjából tudnunk kell, hogy a mag héjmodelljében a feltételezett, a középponttól számított kitéréssel arányos visszatérítő erő hatása alatt mozgó nukleonok meghatározott  $l$  pályaimpulzusmomentummal végzik mozgásukat. Az egyes energiahéjakhoz tartozó pályamomentum-értékek (melyeket a térbeli harmonikus oszcillátor kvantummechanikai hullámfüggvényeiből kiindulva határozhatunk meg) szabályos rendben követik egymást. Az  $N = 0$ -hoz tartozó nukleonok pályamomentuma zérus, az  $N = 1$ -hez tartozóké egy,  $N = 2$ -höz  $l$ -nek 0 és 2 értéke tartozik, s. i. t., amint azt a következő kis táblázat mutatja:

$N$	0	1	2	3	4	5	6	...
$l$	0	1	2, 0	3, 1	4, 2, 0	5, 3, 1	6, 4, 2, 0	...

Látható, hogy azon energiahéjakban, amelyekre a (10) alatti megfigyelt mágikus számokkal megegyező, héjlezárást jelző proton-, ill. neutronszámok adódtak eredményül, az  $l$  pályamomentum nem nagyobb, mint 2; eltéréseket csak olyan energiahéjak esetében találunk, amelyekben a pályamomentum nagyobb ( $l > 2$ ) értékei is előfordulnak. *Maria Goeppert-Mayer*, valamint *Hans Jensen* és munkatársai ebből arra következtettek, hogy azért adódott az eltérés, mert elmulasztottunk figyelembe venni egy olyan kölcsönhatás-típust, melynek jelentősége  $l$  kis értékeire elenyésző, de a nagy  $l$ -értékekre uralkodóvá válik s döntő szerepet kap a mag héjszerkezetének kialakításában. *Goeppert-Mayer*, valamint *Jensen* és munkatársai ezt a héjszerkezet kialakulása szempontjából alapvető jelentőségű kölcsönhatást a nukleonok erős spin-pálya-kölcsönhatásában ismerték fel. — Az impulzusmomentum összeadásának kvantummechanikai szabályai értelmében a nukleonok  $l$  pályamomentuma és  $1/2$  spinje eredőül  $j = l + 1/2$ -et vagy  $j = l - 1/2$ -et ad. *Goeppert-Mayer* és *Jensen* azt a feltevést vezették be, hogy az atommag erőtere erősebben köti meg azokat a nukleonokat, melyeknek pálya- és spinmomentuma párhuzamosan áll egymással ( $j = l + 1/2$ ), mint az ellentett beálláshoz ( $j = l - 1/2$ ) tartozó nukleonokat. A pályamomentum és a spin  $e$  kölcsönhatása a dolog természete szerint annál nagyobb, minél nagyobb az  $l$  pályamomentum. Ha tehát a *Goeppert-Mayer* és *Jensen* által bevezetett erős spin-pálya-kölcsönhatás befolyással van az atommag héjszerkezetére, ennek elsősorban a nagy pályamomentumú nukleonok esetében kell jelentkeznie. *Goeppert-Mayer* és *Jensen* megvizsgálták: miképpen módosulnak az elméleti úton meghatározott héjlezárást jelző proton- és neutronszámok, ha feltételezzük, hogy: a párhuzamos pálya- és spin-momentumú nukleonok erősebb kötése eredményeképpen az  $N$ -edik energiahéj legnagyobb  $l$  pályamomentumú,  $s$  a pályamomentummal párhuzamos spinű ( $j = l + 1/2$ ) nukleonjai átkerülnek az  $N - 1$ -edik energiahéjba. — (14)-ből megállapíthatjuk, hogy az  $N$ -edik energiahéjban az  $l$  pályamomentum legnagyobb értéke  $l = N$ ; a feltevés szerint az  $N - 1$ -edik héjba átkerülő nukleonok eredő impulzusmomentuma tehát  $j = N + 1/2$ . A  $j$  nagyságú impulzusmomentum adott irányra ejtett vetülete a kvantumelmélet szerint a  $j, j - 1, j - 2, \dots, -j$  értékeket veheti fel; a  $j$  impulzusmomentum számára tehát összesen  $2j + 1$  számú különböző beállítás lehetséges. Minden beállítás egy-egy kvantumállapotot jellemez; eszerint tehát a  $j = N + 1/2$  impulzusmomentumú, az  $N - 1$ -edik energiahéjba átkerülő protonok ill. neutronok számára  $2(N + 1/2) + 1 = 2(N + 1)$  kvantumállapot áll rendelkezésre. Ahhoz, hogy a *Goeppert-Mayer* és *Jensen* által bevezetett spin-pálya-kölcsönhatás befolyása mellett kialakuló héjlezárási számokat megkapjuk, az első  $N - 1$  oszcillátor-héjban rendelkezésre álló kvantumállapotok számához, mely a (12) képlet szerint  $N(N + 1)(N + 2)/3$ -mal egyenlő, hozzá kell még adnunk az  $N$ -edik héjból a spin-pálya-kölcsönhatás befolyására az  $N - 1$ -edik héjhoz csatlakozott kvantumállapotok  $2(N + 1)$  számát.



Az így kapott  $N(N+1)(N+2)/3 + 2(N+1) = (N+1)(N^2+2N+6)/3$  képletből számított héjlezáródási számokat a következő összeállítás mutatja:

$N$	0	1	2	3	4	5	6	...
$(N+1)(N^2+2N+6)/3$	2	6	14	28	50	82	126	...

(15)

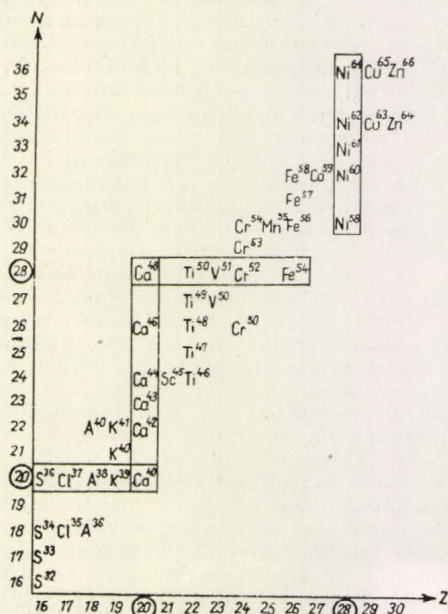
A (13) és (15) alatt feljegyzett, héjlezáródásokat jelző számok egybevetésével megállapíthatjuk: Az  $N = 0, 1, 2$ -vel jellemzett energiahéjak esetében, amelyekhez kizárólag  $l = 2$ -nél nem nagyobb pályamomentumú nukleonok tartoznak, a spin-pálya-kölcsönhatásnak még nincs döntő befolyása a mag héjszerkezetére; ezekben az esetekben tehát a spin-pálya-kölcsönhatás figyelmen kívül hagyása mellett meghatározott héjlezáródási számok egyeznek meg a tapasztalati adatokból kiolvasott (10) mágikus számokkal. Az  $N = 3, 4, 5, 6$ -hoz tartozó,  $l > 2$  pályamomentumú nukleonokat is tartalmazó energiahéjak esetén viszont a Goeppert-Mayer és Jensen által felismert erős spin-pálya-kölcsönhatás uralkodó szerephez jut, s így a kísérleti úton kapott (10) mágikus számokkal a spin-pálya-kölcsönhatás figyelembe vétele mellett kapott (15) alatti héjlezáródási számok egyeznek meg.

### Az atomok táblázatán megfigyelhető szabályszerűségek és az atommagok héjszerkezete

Az atommagok erős spin-pálya-kölcsönhatás feltételezésén alapuló héjmodellje, amely — mint az előzőekben láttuk — arra az eredményre vezet, hogy a mag nukleonjai a

$$2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 \quad (16)$$

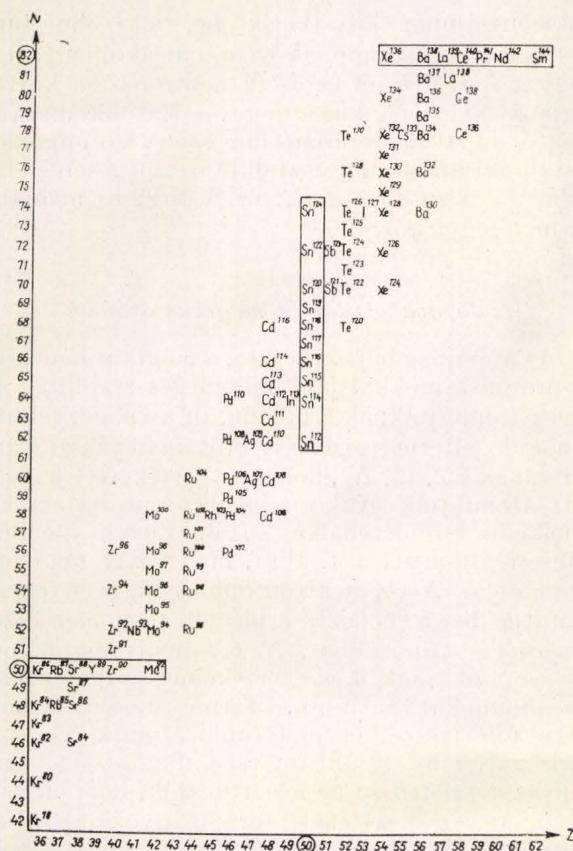
proton-, ill. neutronszámoknál lezáródó proton-, ill. neutronhéjakba csoportosulnak, s ezen keresztül lehetőséget nyújt a (16) alatti proton, ill. neutronszámokkal jellemzett atommagok kiemelkedően stabil voltának megértésére, lehetővé teszi szá-



2. ábra

munkra azt is, hogy a természetben előforduló atomfajták táblázatán megfigyelt számos szabályosság, meglepő tulajdonság mélyebb okát megértsük. — 2. ábránkon a természetben előforduló  $16 \leq Z \leq 30$  rendszámú atomfajták közül azokat tüntettük fel, amelyeknek magjában a neutronok száma 16 és 36 közé esik. Első pillantásra szembeszökik a  $Z = 20$  rendszámhoz tartozó, a természetben előforduló kalciumizotópok nagy száma (6). A 30-nál kisebb rendszámú elemek közül egyedül ebben az esetben találkozunk ilyen nagy izotóp-számmal. A kalcium-izotópok kiugróan nagy száma nyomban érthetővé válik, ha meggondoljuk, hogy (16) értelmében a kalcium 20 protonja csupa zárt héjból álló, kiemelkedően stabil alakzatot alkot. Ez magyarázza, hogy a természetben előforduló elemek kialakulásakor a  $Z = 20$  rendszámmal az átlagosnál több atomfajta keletkezett. Ugyancsak feltűnik a 2. ábrára vetett pillantáskor a legnehezebb és legkönnyebb kalcium-izotóp neutronszámának nagy különbsége ( $28 - 20 = 8$ ), mely ugyancsak egyedülálló az atomok táblázatának ezen a vidékén. A legnehezebb természetben előforduló kalcium-izotóp, a  $^{48}_{20}\text{Ca}$  előfordulása azt mutatja, hogy a  $Z = 20$  protonszám mellett az  $N = 28$  neutronszámnak is kiemelkedő stabilitással kell járnia: a neutron-többlet ilyen nagy értékével ( $N - Z = 28 - 20 = 8$ )  $^{48}_{20}\text{Ca}$  közelében nem találunk más atomot. A  $Z < 30$  tartományban csak egy esetben lép fel még egyszer a neutron-többlet  $N - Z = 8$  értéke: egy nikkell-izotópnál. A  $Z = 28$  rendszámú nikkelnél ismét kiugrik a környezetből a természetben előforduló izotópok száma (5), valamint az „izotópesztávolság” (= a legnehezebb és legkönnyebb stabil izotóp tömegkülönbsége). Ez is magyarázatot nyer az erős spin-pályakölcsönhatáson alapuló héjmodell alapján: (16) szerint a nikkell 28 protonja is csupa zárt héjból álló, különleges stabilitással rendelkező alakzatot alkot. 2. ábránk azt is mutatja, hogy a  $Z = 20$ -hoz és 28-hoz tartozó izotópok száma mellett az  $N = 20$ -hoz és 28-hoz tartozó izotópok (= azonos számú neutronot tartalmazó magok) száma is kiugrik a környezetből, ami a héjmodell alapján ugyancsak érthető. — A 3. ábrát szemlélve, mely a  $36 \leq Z \leq 62$ ,  $42 \leq N \leq 82$  tartományban mutatja be a természetben előforduló atomfajtákat — ismét összhangban a héjmodellből adódó, kitüntetett stabilitással járó (16) proton-, ill. neutronszámokkal — kiugróan sok izotópot  $Z = 50$ -nél, kiugróan sok izotópt pedig  $N = 50$  és 82 esetén találunk. Különösen feltűnő a  $Z = 50$ -es rendszámú ón esete, melynek nagy izotóp-száma (10) az összes atom között egyedülálló. Az ón izotóp-fesztávolsága is kiemelkedően nagy érték (12); ekkora izotóp-fesztávolsággal csupán egyetlen más elemnél találkozunk: a xenonnál, ahol e kivételes viselkedés magyarázatául a legnehezebb xenon-izotóp „mágikus” neutronszáma (82) kínálkozik. — Különösen érdekes a  $Z = 82$  rendszámú és az  $N = 126$  neutronszám esete. Noha a 82-es és 126-os szám is



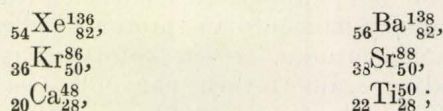


3. ábra

tagja a héjmodell értelmében különleges stabilitást jelentő proton-, ill. neutronszámok (16) sorozatának, itt mégsem találkozunk kiemelkedően nagy izotóp-, ill. izotón-számmal. Ennek egyszerű a magyarázata: a  $Z = 82$  rendszámú, és  $N = 126$  neutronszámú ólommal lezárul a stabil elemek sora: ez ennél nehezebb atommagok nagy Coulomb-energiájuk folyományaképpen ( $\alpha$ -kibocsátás vagy hasadás útján) hosszabb-rövidebb idő alatt könnyebb töredékekre esnek szét. Maga az a tény azonban, hogy éppen a legbomlékonyabb természetes elemek tözsomszédságában elhelyezkedő  ${}_{82}\text{Pb}^{208}_{126}$  a stabil atomok között a legnehezebb, már magában is összhangban van a  $Z = 82$ -es rendszámmal és az  $N = 126$  neutronszámmal járó, a héjmodell által előrelátott különleges stabilitással. Ha a  ${}_{82}\text{Pb}^{208}_{126}$  maghoz, amelyben a protonok és a neutronok mind csupa zárt héjba csoportosulnak, egy  ${}_{2}\text{He}^{4}_{2}$  atommagot ( $\alpha$ -részt) adunk, úgy a  ${}_{84}\text{Po}^{212}_{128}$  maghoz jutunk, amely a természetben előforduló legbomlékonyabb  $\alpha$ -sugárzó: a hozzáadott  $\alpha$ -részt a természetben egyedülálló nagy (8,8 MeV) energiával bocsátja ki. E viselkedést érthetővé teszi, hogy a mag héjmodellje szerint  ${}_{84}\text{Po}^{212}_{128}$  ( $\alpha$ -rész alakjában távozó) két utolsó protonja és neutronja a 82 protonból és 126 neutronból álló „kétszeresen mágikus” törzs körül megkezdett újabb, lazábban kötött energiahéjban foglal helyet. Igazolja ezt az elképzelést az a tény, hogy azok az  $\alpha$ -sugárzó magok, melyeknek az

$\alpha$ -rész kibocsátásához a „kétszeresen mágikus” törzsből kell kiszakítaniok egy-két nukleont, már jóval kevésbé bomlékonyak: a  ${}_{83}\text{Bi}^{210}_{127}$  és  ${}_{84}\text{Po}^{210}_{126}$   $\alpha$ -energiája alig több, mint a fele  ${}_{84}\text{Po}^{212}_{128}$   $\alpha$ -energiájának (4,9, ill. 5,3 MeV).

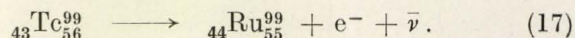
Számos további szabályszerűséget is felfedezhetünk az atomok táblázatán, melyek ugyancsak visszavezethetők a (16) mágikus számokkal kapcsolatos különleges stabilitásra. Egyet még megemlítünk ezek közül, melyet a stabil atomokat határoló vonalon lehet megfigyelni az atomtáblázaton. Ha két, *kettővel* különböző rendszámú elem *legnehezebb* izotópjait összehasonlítjuk egymással, úgy általában azt találjuk, hogy a két izotóp neutronszáma 2-vel, 4-gyel, néha 6-tal különbözik egymástól. Csak három esetben találunk e két izotópnál azonos neutronszámot. Ezek:



a mondott jelenség tehát három mágikus neutronszám:  $N = 28, 50$  és  $82$  esetén lép fel csupán.

*Miért nincs a technéciumnak és a proméciumnak stabil izotópja?*

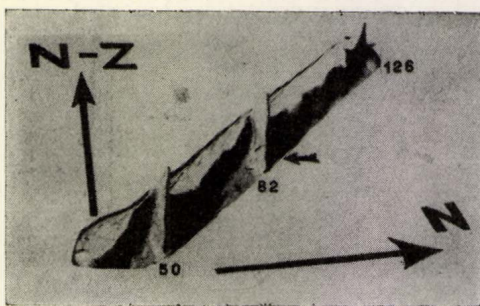
Ezzel a kérdéssel legutóbb behatóan foglalkoztunk lapunk hasábjain<sup>3</sup>, éppen ezért most csak futólag érintjük. A stabil atomok táblázata alapján azt kell mondanunk, hogy technécium-izotópok közül a „legnagyobb esélye” a stabilitásra  ${}_{43}\text{Tc}^{99}_{56}$ -nek van: ha a technéciumnak volnának stabil izotópjai, úgy  $\text{Tc}^{99}$ -nek feltétlenül ezek között kellene lennie. A valóságban  $\text{Tc}^{99}$  mégsem stabil, hanem  $\beta$ -sugárzás kibocsátása mellett  $\text{Ru}^{99}$ -cé alakul át:



A  $\text{Tc}^{99}$  izotóp e nemvárt viselkedését az atommagok héjmodellje a következőképpen magyarázza. Az atommag protonjai és neutronjai tudvalevőleg ellentétes impulzus momentumú, erősen kötött párokba igyekeznek csoportosulni. Az ilyen erősen kötött proton-, ill. neutron-párokat összetartó kötési energiát *párenergiának* nevezik. *Goepfert-Mayernek* a héjmodell alapján végzett számításai szerint egy nukleonpár párenergiája annál nagyobb, minél nagyobb a nukleonpár tagjainak impulzusmomentuma. A (17)  $\beta$ -átalakulásban az 55-ik és 56-ik neutront magábanfoglaló pár egyik neutronja alakul át az  $n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}$  egyenlet szerint protonná, mely a  $\text{Tc}^{99}$  43-ik protonjával együtt egy új protonpárra kapcsolódik össze. A  $\text{Ru}^{99}$  (magspint szolgáltató) 55-ik neutron-

<sup>3</sup> Fizikai Szemle, IX. évf. 3. sz. 96. o. 1959. (Helyreigazítás: A 2. bekezdés hátulról számított 5. sorában *protonpár* helyett *neutronpár*, három sorral feljebb pedig *neutronpár* helyett *protonpár* a helyes szöveg.)





4. ábra

jának impulzusmomentuma a mérések és a héjmodell egybehangzó eredménye szerint  $5/2$ , ugyanakkor a  $Tc^{99}$  43-ik protonjára  $9/2$ . Az impulzusmomentum és a párenergia között Goepfert-Mayer által talált kapcsolat értelmében a  $Ru^{99}$ -ben a  $9/2$  impulzusmomentumú protonok ellentétes impulzusmomentumú, erősen kötött párra való kapcsolódása számottevően nagyobb energiafelszabadulással jár, mint amekkora energiabefektetést a  $Tc^{99}$ -ban  $5/2$  impulzusmomentumú protonokból álló neutronpár felbontása igényel. A (17) folyamatban elbomló neutron és keletkező proton párenergijának különbsége elég nagy ahhoz, hogy  $Tc^{99}$  nem várt bomlását energetikailag lehetséges tegye. — A mondottak szerint az, hogy a technéciumnak egyetlen  $\beta$ -stabil izotópja sincs, különösképpen pedig a stabilitásra legesélyesebb  $Tc^{99}$   $\beta$ -instabilitása, az  $5/2$ , ill.  $9/2$  impulzusmomentumú energiaszinten helyetfoglaló neutron-, ill. protonpár párenergijája közötti különbséggel, végső soron tehát az atommagok héjszerkezetével magyarázható. Minthogy a  $9/2$  impulzusmomentumú energiaszint lezáródása és az  $5/2$  momentumú szint kiépítésének megkezdése — és ezzel együtt a párenergia ugrásszerű változása — az 50

nukleonszámnál következik be, a technécium izotópjainak instabilitása szempontjából lényeges, hogy a  $Z$  rendszám és az  $N$  neutronszám közrefogja az 50-es mágikus számot. — Hasonló magyarázatot adhatunk a promécium összes izotópjainak instabilitására is. Itt a stabilitásra legesélyesebb  $^{147}_{86}Pm$  izotóp esetében  $Z$  és  $N$  a 82-es mágikus számot fogja közre.

#### Izotópgyakoriság és mágikus számok

Az atommag héjszerkezete, a mágikus neutron- és protonszámokkal járó különleges stabilitás az egyes atomfajtáknak a Földön, ill. a világegyetemben való elterjedtségére is erős befolyással van. Általában a  $Z$ , ill.  $N$  „mágikus” értékeivel jellemzett atomfajták gyakorisága a természetben kiemelkedik szomszédaiaké közül. Ennek szemléltetésére álljon itt a 4. ábra, mely az  $N$  neutronszám és az  $N-Z$  neutrontöbblet függvényeként mutatja be a nehéz természetes elemek izotópjainak gyakoriságát. Az  $N$  neutronszám 50, 82 és 126 „mágikus” értékeinél szembeszökő maximumokat találunk. Természetesen ahhoz, hogy a természetben előforduló atomfajták gyakoriságát, mint rendszám és a tömegszám függvényét részleteiben is megérthessük, nem elég az atommag szerkezetének tanulmányozásából kiindulnunk, hanem ki kell kutatnunk, hogy milyen módon épültek fel alkotórészeikből a természetben található atommagok. Az atommagok kialakulására vonatkozó különböző elméletek: izgalmas, problémákban gazdag terület, amelynek ismertetését azonban e cikk keretei között nem kísérelhetjük meg.

Györgyi Géza

Központi Fizikai Kutató Intézet  
Fizikai Optikai Laboratórium

## A térelméleti kutatások mai helyzete

A jénai egyetem térelméleti konferenciát rendezett folyó év áprilisában az NDK és a baráti országok elméleti fizikusainak részvételével. Az összefoglaló előadások és kutatási beszámolók a térelmélet minden jelentősebb területére kiterjedtek. Megemlítjük G. Heber előadását a terek mérhetőségének problémájáról, J. Rayski (Krakkó) előadását a geometriai tér és izotóptér egyesített elméletéről, M. Günther (Varsó) előadását a kvantumterek szerkezetét feltáró Lee-modell relativisztikus általánosításáról, Ch. Christov (Szófia) előadását az idő szerepéről az általános relativitáselméletben és Marx György előadását az elemi részek tömegének térelméleti származtatásáról. Az alábbiakban közöljük a konferencia bevezető előadását, amely a jelen fő kutatási irányait foglalja össze.

Konferenciánk kezdetén megkísérlem azon nagyobb összefüggések áttekintését, amelyeket a térelmélet részletproblémáinak tanulmányozásánál nem téveszthetünk szem elől. Természetesen

nem törekedhetem teljességre, ezért elnézést kérek az esetleges szubjektív árnyalatokért.

A jelenlegi kvantumtérelmélet két fontos problémakörrel foglalkozik:

a) A konvencionális kvantumtérelmélet teljesítőkéességének és érvényességi határainak letapogatása.

b) Próbálkozás egy következetes, minden szempontból elfogadható új térelmélet felállítására, amely nem vezet sehol végtelen (divergens) eredményekre.

\*

Az első kérdéskörrel kapcsolatban le kell szögeznünk, hogy ma sem látjuk világosan: rendelkeznek-e a szokásos nemlineáris, renormálható kölcsönhatásokat tartalmazó kvantált tér-



elméletek olyan egzakt megoldásokkal, amelyek fizikailag elfogadhatóak, vagy sem. Idealizált speciális esetekben mindkét lehetőségre mutattak példát. A fizikailag érdekes esetekre vonatkozólag azonban nem ismerünk szigorúan érvényes bizonyításokat. Ma nem annyira ilyen bizonyítások érdekében fáradoznak, hanem sokkal inkább az elmélet biztos érvényű kijelentéseit vetik egybe a tapasztalattal, hogy ezáltal felderítsék az elmélet érvényességi körét. Például a diszperziós relációk, bizonyos szimmetriatulajdonságok és a nukleon elektromágneses szerkezetének vizsgálata szolgálhat. Ezzel szemben elsősorban a mezontérelméletről azt kell mondanunk, hogy az még provizórikus, bizonyos értelemben fenomenológiai jellegű.

Hogy a jelenlegi kvantumtérelmélet feltétlenül korlátozott érvényességű, az többek közt a következőkből világos: A konvencionális elméletekben csak két három különböző erőter kölesönhatását veszik figyelembe. A valóságban azonban minden részecsketípus, tehát minden természetben előforduló erőter közvetlenül vagy közvetve csatolva van egymáshoz. Az ismert csatolási formák közt a tapasztalat szerint vannak olyanok is (így a béta-bomlás), amelyek nem renormálhatók. Ezeknél az elmélet összes divergens mennyisége nem távolítható el egyszerűen azáltal, hogy őket a részecsketömegbe és részecsketöltésbe olvasztják be, az úgynevezett renormált tömegre és renormált töltésre térve át. Az elmélet helyébe tehát feltétlenül egy új, divergenciamentes és következetes elméletnek kell lépni.

A fentiekkel nem azt akarjuk mondani, hogy egy csupán renormálható kölesönhatásokat feltételező elmélet (mint amilyen a kvantumelektrodinamika) matematikailag feltétlenül ellentmondásos. Mégis nyilvánvalóvá válik előttünk, hogy egy ilyen elmélet nem tükrözhet minden fizikai tapasztalatot, tehát szükségszerűen korlátozott érvényű.

Így jutunk a b) alatt idézett kutatási irányhoz.

\*

A legutóbbi időben több különböző utat javasoltak, amelyek esetleg egy divergenciamentes kvantumelmülethez vezethetnek. Azonban még egyik utat sem járták be végig. Röviden felsoroljuk az egyes irányzatokat:

1. *Indefinit metrika a Hilbert-térben.* Bizonyos nemlineáris kölesönhatással dolgozó kvantumtérelméletek kényszerítő módon fizikailag értelmetlen állapotokra vezetnek. (Így a Lee-modellből olyan kísértetállapotok adódnak, amelyekhez negatív valószínűségek tartoznak.) Bogoljubov és munkatársai módszert dolgoztak ki az ilyen állapotok kiküszöbölésére. Rzewuski és Nagy Kázmér legutóbb megmutatták, hogy a kiküszöbölési módszert magasabbrendű egyenletekkel leírt terekre alkalmazva, egy nemlokális (kiterjedt részecskékkkel ekvivalens távolbaható) tér elméletéhez

jutunk el. Az ilyen elmélet azonban figyelemreméltó módon kauzális, rokonságot mutat a Kristensen—Möller-féle nemlokális elmélettel és Heisenberg őszanyag-elméletével.

2. *A Minkowski-geometria általánosítása.* Ezirányú kutatások abból az észrevételből indulnak ki, hogy a természetben több megmaradási tétel létezik, mint amennyi a négydimenziós tér-idő szimmetriatulajdonságai alapján értelmezhető. Így nem ismerjük a ritkaság, a baryonszám és az izotóp spin megmaradásának geometriai indoklását a négydimenziós tér Minkowski-félegeometriájának keretei közt. Ezt a hézagot általánosabb geometriák tanulmányozásával próbálják kitölteni. Remélni lehet, hogy egy ilyen általánosabb geometriában lehetőség nyílik konvergens kvantumtérelmélet felépítésére. A tér kvantumelméletének kidolgozása azonban még egy esetben sem történt meg teljes mértékben. E csoportba tartoznak az összes bilokális és rokon elméletek, sőt talán a projektív relativitáselmélet is. (Rayski, Minardi, Rzewuski, Votruba, Królikowski többek közt.)

3. *A Minkowski-geometria érvényességének korlátozása.* Ezenirányzat művelői szerint a négydimenziós Minkowski-geometria minden további nélkül csak makroszkópikus testekre alkalmazható, de nem alkalmazható atomi rendszerekre. A négyes dimenziószámot megtartva, többféleképpen kísérelték meg a geometria megváltoztatását kicsinyben (Wightman, Schwinger, Nakano, Wigner, Salecker, Markov, Heber és mások).

4. *Az általános relativitáselmélet és a kvantumelmélet egyesítése.* Sokan bíznak benne, hogy ez a szintézis minden divergencianeheztséget kiküszöbölne. Leegyszerűsítve azt mondhatnánk, hogy pontszerű részecskék (erőcentrumok) által keltett tér energiája nem volna végtelen, mert a Minkowski-geometria metrikus viszonyai a pont „közelében” oly erősen módosulnának, hogy a pont maga a téren kívülre kerülne.

5. *Heisenberg őszanyag-elmélete.* E szerint minden jelenség egyetlen önmagára ható őszanyag mozgására vezethető vissza, amelyet nemlineáris spinoregnyenlet ír le. Az elmélet fizikailag igen plauzibilis, sajnos azonban matematikailag kiforratlan. Részletes méltatásával ezért nem foglalkozhatunk.

Benyomásom szerint számolnunk kell azzal, hogy a közeljövőben megszületik egy divergenciákkal már nem terhelt következetes kvantumtérelmélet. Ez vagy egyidejű magyarázattal szolgál az elemi részek diszkrét sokaságának létezésére nézve, vagy legalábbis lehetővé fogja tenni, hogy hozzákezdjünk egy erre vonatkozó elmélet megalkotásához. Addig lehető legjobban bizonyára akkor járunk el, ha egyetlen reményteljesen induló ösvényt sem hagyunk felderítetlenül.

Gerhard Heber  
(Jena)



## Egyszerű kísérletek optikai leképező rendszerek felbontóképességének bemutatására

Ismeretes Abbe elmélete szerint, hogy a mikroszkopi képalkotás és a mikroszkóp felbontó képessége attól függ, hogy a mikroszkóp objektív az átvilágított tárgy elhajlási képét milyen mértékben tudja felfogni, vagyis a tárgyat képező áteresztő és át nem eresztő részekből álló szerkezetről elhajlított fénynyalábok a leképezésben mennyire vesznek részt. Általában akkor, amikor mikroszkóp felbontóképességének határáról beszélünk, nem követeljük meg azt, hogy leképezésünk alakhű legyen. A feloldási határ kiszámításánál megelégszünk azzal, hogy a rácsnak tekinthető periodikus szerkezetet a mikroszkópban még éppen felismerjük, a rácsot alkotó vonásokat elmosódva ugyan, de még elválasztva lássuk. A rács alakhű leképezése helyett tehát, a feloldási határon megelégszünk azzal, hogy a rácsról kapott kép esetleg csak periodikus intenzitáseloszlást mutasson. Alakhű leképezést meg nem követelő esetben egy rács-szerű szerkezetet akkor old még fel a mikroszkóp, amikor a rácsról nyerhető elhajlási nyalábok közül a közvetlen sugárnyalábon kívül a hozzá  $\alpha$  szöggel hajló ( $d \sin \alpha = \lambda$ ) feltétellel megadott irányból érkező elhajlási nyalábot még az objektív felfogja — Ez esetben a kép szinuszos intenzitáseloszlású lesz, és még felismerhető a periodikus szerkezet.

A mikroszkóp felbontás és leképezés elméletét jól áttekinthetjük a következő kísérlet sorozatunkban.

Tárgyként egy kb. 30 mikron rács távolságú kereszt-rácsot használunk. Az egyik irányú rácskarcolatokkal párhuzamosan egy finoman változtatható rést helyezünk a mikroszkóp objektív lencséjére. A résre merőleges karcolásoktól eredő elhajlási nyalábok nagy számban bejutnak a leképezésbe, míg a réssel párhuzamos karcolások elhajlási nyalábjai tetszőszerinti szögseleltségben bocsáthatók be, illetőleg a rés szűkítésével kizárhatók a  $d \sin \alpha = k \lambda$  feltétel magasabb  $k$  értékeihez tartozó irányok.

Ha a megvilágítást okozó nyalábokat a nagy nagyítású, beállításnak megfelelő viszonyok között jó közelítésben párhuzamosaknak tekinthetjük, akkor a viszonyokat ábránk jól áttekinthető módon magyarázza (ábra: 1.)

Ha  $R$  rés változtatásával a leképezésből a magasabbrendű elhajlított sugarakat sorba kirekesztjük,  $k = 3$ -nak

megfelelő  $\alpha_k = \alpha_3$  nyílásszög alatti sugarakkal végezve a leképezést, a kereszt-rács egyik irányában már elmosódottá válik. Ha mindössze a  $k = 1$ -nek megfelelő  $\alpha_1$  irányú elhajlított sugarakat engedjük a lencsébe jutni, szinuszos intenzitás eloszlású képet kapunk.

Tovább szűkítve a nyílást túljutunk a  $d \sin \alpha_1 = \lambda$  feltételre, a lencsére elhajlási sugarak nem is jutnak, kép helyett egyik irányban egyenletes megvilágítást kapunk.

Ábránkon feltüntettük a lencsére bejutó nyalábok további sorsát is.

Minden leképező rendszer, csak úgy, mint a mikroszkóp objektív, először a tárgynak ún. elsődleges képét állítja elő a főfókuszukban. Ez nem egyéb, mint az első, másod, — általában a rendszerbe „beengedett rendű”, elhajlított sugarakból származó — diffrakciós spektrumok csoportosulása, fehér fény esetén. A diffrakciós kép fényszegéseinek fázisai összefüggnek egymással, tehát koherens sugarak, ezen sugarak interferenciája hozza létre a tárgy valódi képét, melyet másodlagos képnek nevezhetünk. A másodlagos kép keletkezéséhez tehát elengedhetetlenül szükséges az elsődleges kép kialakulása. Visszatérve a fenti esetre, ha a rést annyira szűkítjük, hogy már az első elhajlási rend sem jut a szemünkbe, akkor a kép már nem hasonlít a tárgyhoz, mert a réssel párhuzamos vonalak csak egy összefüggő — a szélek felé gyengülő — megvilágítású foltot eredményeznek.

A 2. ábrán bemutatott felvétel-sorozat Jedlik kereszt-rácsról készült, a réssel ellátott mikroszkópon keresztül.

A módszer természetesen nemcsak a mikroszkóp, hanem egyéb optikai rendszerek, így a szem felbontóképességének tanulmányozására is alkalmas.

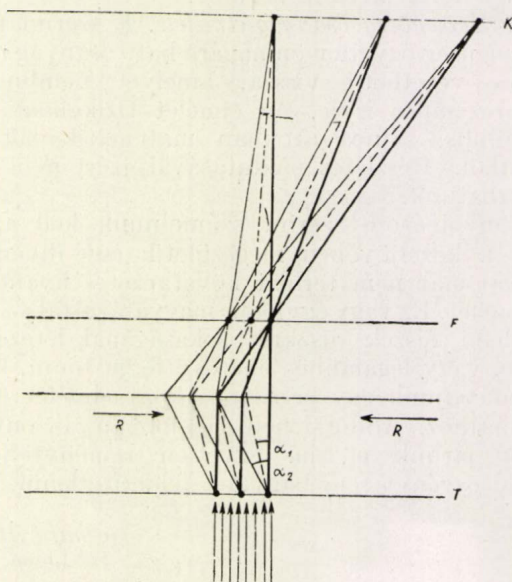
Az előbb leírt kísérletet pl. elvégezhetjük úgy, hogy változtatható rést tartunk közvetlenül a szemünk elé és ezen keresztül figyelünk meg egy zítat, vagy távoli egymásra merőleges lécekből készült kerítést, esetleg papírosra rajzolt négyzetrácsot. A rés szűkítésével — egész egyszerűen a látóvonalra merőleges hosszanti tengelye körüli forgatásával — elérhető, hogy csak a rá merőleges (irányú) vonalak legyenek láthatók. Ez a jelenség a mikroszkóp leképezési törvényeinek alapján teljesen érthető. Objektíven is elvégezhető az előbbi kísérlet oly módon, hogy egy fényképezőgép tárgylencséje elé helyezett résen keresztül lefényképezünk egy 2—3 mm „rácsállandójú” dróthálót. A rés fokozatos szűkítése esetén a vele párhuzamos vonalak mindinkább elmosódnak, míg végül teljesen eltűnnek.

Ilyen felvételsorozatot mutat be a harmadik ábra.

Ismeretes a fényképezéstechnikából, hogy nagy mélységi élességű kép előállításához kis nyílást kell használni. A fényrekesz szűkítése bizonyos határokon túl azonban már nem növeli a mélységi élességet, sőt elmosódottá teszi a képet, azáltal, hogy már a tárgyról jövő alacsony rendszámú elhajlási nyalábokat sem engedi be. További szűkítés esetén a kép már egyáltalán nem is hasonlít a tárgyhoz.

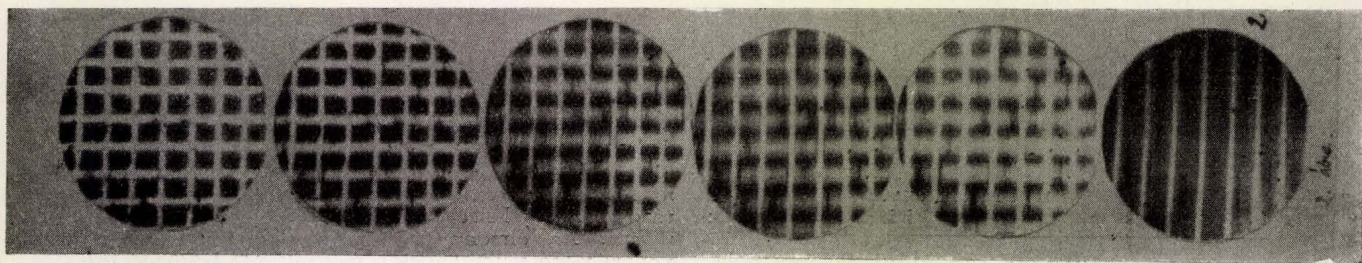
Még egyszerűbben beláthatjuk a fényrekesz szerepét a leképezésben résztvevő elhajlított nyalábok képpé történő egyesítésénél, ha arra az egyszerű tényre gondolunk, hogy a lencse tárgy leképezésénél azokat a rendelkezésre álló „információkat” használhatja, amelyek a lencsébe bekerülnek. Ha praktikusán valamennyi elhajlási nyaláb ad információt a lencse számára, akkor a leképezés a tárgy szerkezetét hűen adja vissza.

Ha a leképezésben résztvevő nyaláb már csak egyetlenegy elhajlási rendet tartalmaz, ez az „információ” pontosan megegyezik egy olyan rácsról nyerhető „információval”, melynek szinuszos átbocsátóképessége van és periódusa megegyezik az eredeti rács állandójával. A leképező objektív tehát csak elsőrendű elhajlási képet

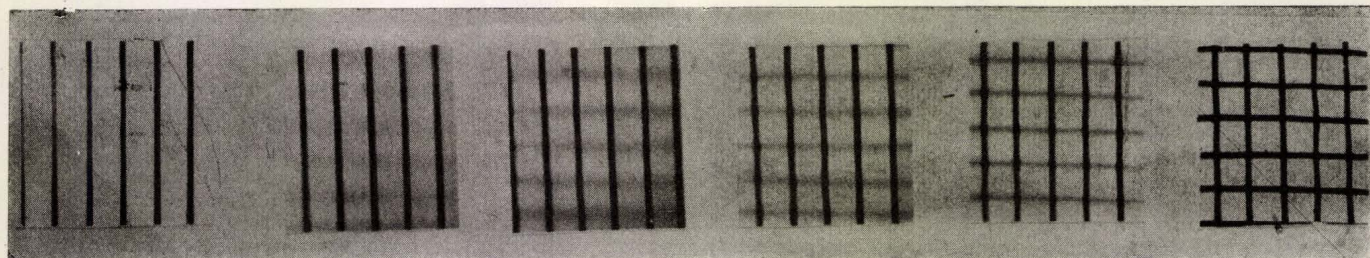


1. ábra





2. ábra. Az első felvételnél — a réssel párhuzamos — karcolatok elhajlási rendjeiből 5; a másodiknál 4 és így tovább, a hatodiknál már csak az eredeti nyaláb jutott a mikroszkóp objektívjébe.



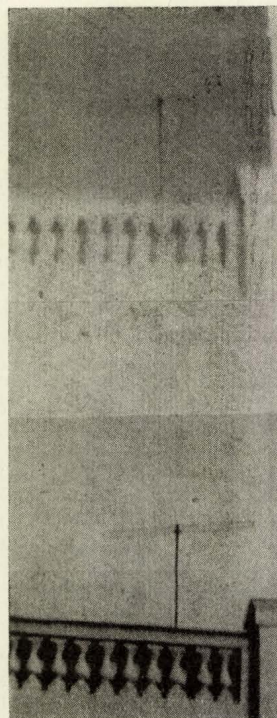
3. ábra

tartalmazó nyalábbal szinuszos rácsot fog leképezni függetlenül attól, hogy ez az elsőrendű elhajlási nyaláb szinuszos rácsból származott, vagy egy nem szinuszos rácsból van kirekesztve. Hasonlókat állíthatunk a magasabb rendeket tartalmazó leképezésről is. A leképezendő rács közel lépcsős függvényvel megadható átbocsátóképességű. Az átbocsátóképesség hely szerint periodikus függvény, tehát Fourier sorba fejthető felharmonikusaiából fele rácsállandójú, harmad rácsállandójú, stb., szinuszos átbocsátóképességű rácsból rakható össze. Ha a Fourier-sort pl. 5. periodikus tagjánál levágjuk, ez a függvény is elég jól megközelíti az eredeti rács átbocsátóképességét. Nem is történik egyéb az elmondott magasabb felharmonikustól megfosztott leképezéseknél. Hogy tényleg így van, hogy a leképezés annyszámú felharmonikust tartalmazó periodikus átbocsátó képességű rácsképet ad, ahány rendet a leképezésnél a leképező objektívbe beengedünk, egyszerűen bizonyíthatjuk. Az elébb nagyított képben bemutatott rácsoknak eredeti felvételein keresztül egy monokromatikus fényforrást nézünk, egyik irányban mindig 5 rendet, a másik irányú kereszttrácsból pedig csak annyi rendet látunk, ahány rend a leképezésben ténylegesen résztvett. Pl. Annál a rácsnál, melyben a leképezésnél csak 2 rendet használtunk fel, a lefényképezett rácson keresztül nézve csak a másodrendű elhajlási képig láthatunk elhajlást.

A felbontóképesség hullámhossztól való függését is szemléltethetjük a következő egyszerű módszerrel. Fehér papírra, egymástól 1—2 mm távol, két párhuzamos vonalat rajzolunk. E vonalakat velük párhuzamos résen és pl. piros színszűrőn keresztül szemléljük. A rés szűkítésével elérhető, hogy csak egy szélesebb vonalat látunk. Ha most piros helyett kék színszűrőt használunk, még felismerhető lesz, hogy a sáv két vonalból áll. Az elmondottak szemléltetésére egy televíziós antenna azonos rés szélesség mellett pirosill. kék szűrőn keresztül készült fényképe szolgáljon. (4. ábra).

Az ég színe és az árnyékok kontrasztja jól mutatja a szűrők használatát. A felvételeken a kék ég piros szűrővel egész sötét.

Színszűrők hiányában —, de sokszor még meggyőzőbben — a kísérlet úgy is elvégezhető, hogy két



4. ábra

egymással párhuzamos piros vonal folytatásaként két kéket rajzolunk és ezt az ábrát nézzük az egyenesekkel párhuzamos résen keresztül. A rés bizonyos állásánál a piros vonalak már egybe mosódnak, míg kék folyatásaik még külön látszanak.

Pócza Jenő—Sas Elemér  
Eötvös Lóránd Tudományegyetem  
Kísérleti Fizikai Intézete



## A SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM KÍSÉRLETI FIZIKAI INTÉZETE

A Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézete viszonylag nem régi intézmény. Szegedre, mint a Kolozsvári Tudományegyetem Fizikai Intézetének jogutódja 1926-ban került, s 1930 után költözött be új, mai épületébe. Létesítése óta Abt Antal, Pogány Béla, Tangl Károly és Fröhlich Pál voltak professzorai; hosszabb időn keresztül Gyulai Zoltán is itt dolgozott. 1950 óta az intézetet Budó Ágoston professzor vezeti.

Az intézet *oktatási tevékenysége* során több, mint 500 egyetemi hallgató — a természettudománykari hallgatókon kívül az orvostan- és gyógyszerészhallgatók — fizikai képzését látja el. A nagyszámú és sokféle szakú hallgató részére tartott előadások és gyakorlatok ellátása mellett az intézet tagjai sokat fáradoznak új demonstrációs kísérletek beállításán, a laboratóriumi gyakorlatok tökéletesítésén és új gyakorlatok összeállításán, hogy az előadásokat és gyakorlatokat — a fizika és a technika rohamos fejlődése miatt — korszerű színvonalon tartsák.

A szűkebb értelemben vett oktatási feladatok elvégzésén kívül, az intézet tagjai jelentős mértékben vesznek ki részüket a tankönyv- és jegyzetírásból (a tankönyvvezető „Kísérleti fizika” c. egységes jegyzetén és „Mechanika” c. tankönyvén kívül, mely utóbbi jelentősen kibővített német nyelvű alakjában a Német Demokratikus Köztársaságban is tankönyvvül szolgál, tíz munkatárs nagyobb terjedelmű jegyzetét lehetne felsorolni), tantervek, tematikák, programok készítéséből és bírálatából is.

Az intézet *tudományos kutatási tevékenysége* két területre, a lumineszcencia-kutatásokra és a félvezető-kutatásokra, ill. ezeken belül a molekuláris lumineszcenciának és a félvezetők elektromos és fotoelektromos vezetése mechanizmusának vizsgálatára összpontosul. Mindkét témakör a Magyar Tudományos Akadémia kutatási tervéhez, s lumineszcencia-kutatási vonatkozásokban az intézet régebbi kutatási irányához is szervesen kapcsolódik.

A *lumineszcencia-kutatások* — 1926-ban — a folyékony oldatok, ill. később főleg a zselatinba ágyazott organikus festékek, az ún. festék- (kolloid-) foszforok vizsgálatával kezdődtek. Fröhlich Pál és munkatársai — Mischung Ilona, Gombay Lajos, Szalay László és Ször Péter — számos dolgozatban foglalkoztak a spektrális tulajdonságok, a polarizáció, a csillapodás kérdésével, továbbá a foszfor-preparátumok reprodukálhatóságát befolyásoló tényezők vizsgálatával.

A poláros emisszióra vonatkozó legfontosabbnak tekinthető eredmény a polarizációs foknak a gerjesztő fény hullámhosszától való függésére vonatkozó felismerés; ez később a molekuláris lumineszcencia-folyamatok egyik legfontosabb jellemzőjének, a „polarizációs spektrum”-nak a vizsgálatára vezetett. A poláros emisszió vizsgálatának területén további fontos eredmények a foszforeszcencia-sáv parciális polarizáltságára vonatkoznak, amelyekkel — korábbi véleményekkel szemben — a fluoreszcencia és foszforeszcencia sáv egységes eredetét lehetett megállapítani, továbbá azok az eredmények, amelyek a foszforeszcencia-emisszió negatív polarizáltságának, ill. az ezt létrehozó kísérleti körülményeknek felismerésére vezettek. Igen jelentős Fröhlich Pálnak és Gyulai Zoltánnak 1937-ben elért, az ún. előgerjesztésre vonatkozó felfedezése. Az idevonatkozó eredményeket a festékmolekulák vizes oldatban való asszociációjával és a hidratációval magyarázták, és feltételezték, hogy ezek a molekula-kapcsolódások speciális körülmények mellett a kolloidfoszforba is átvihetők.

Az a körülmény, hogy a háborús rongálódások során az intézet sok vizsgálati eszköze tönkrement, több pedig az idők folyamán elavult, szükségessé tette, hogy

a régebbi mérőberendezésekkel szemben fokozottabb igényeket kielégítő, nagy pontosságú méréseket lehetővé tevő, modern kísérleti eszközök, berendezések szerkesztésére és építésére is sor kerüljön, amelyeket azután a folyadékok fluoreszcenciájának elméletileg is jól tárgyalható jelenségeinek vizsgálatára lehessen alkalmazni. Az elmélyültebb tudományos munka ilyen vonatkozású feltételeinek a biztosítására irányuló törekvések 1953—54-től kezdtek megmutatni hatásukat, amikor elméleti területen kialakították az intézetben azok az eljárások, amelyekkel az oldatok fluoreszcenciájának a jellemzői közül a belső, vagy molekuláris fluoreszcencia-spektrumot, az abszolút kvantumhatásfokot és a valódi polarizációs fokot a korábbiaknál lényegesen pontosabban lehetett meghatározni. E kutatások leglényegesebb eredményének a szekundér fluoreszcencia, azaz a primér fluoreszcencia-fénynek az oldaton belüli elnyelése (reabszorpciója) folytán fellépő fluoreszcencia hatásának a felderítése tekinthető.

A sugárzás útján fellépő energiaátadási folyamatok vizsgálata a különböző lumineszkáló közegek (folyadékok, szilárd testek) esetében már korábban is bizonyos érdeklődésre tarthatott számot, hiszen ez a folyamat majdnem minden gyakorlatilag megvalósítható esetben kísérője a bonyolultabb, tipikusan kvantummechanikai (azaz klasszikus elmélettel meg nem magyarázható) rezonanciás energiaátadási jelenségeknek. A két egymással konkuráló folyamat kvantitatív törvényszerűségeinek felderítése egyrészt elvi szempontból fontos, másrészt — mivel a szenzibilizált lumineszcencia egzakt összefüggéseinek folyadékok esetében való meghatározása majdnem közvetlenül szolgáltatja a szenzibilizátort tartalmazó kristályfoszforok lumineszcenciájának törvényszerűségeit is — gyakorlati fontossággal is bír.

Ami mármost a Szegedi Kísérleti Fizikai Intézetben eddig végzett ilyen irányú vizsgálatokat illeti, azt lehet mondani, hogy e vizsgálatok révén sikerült mind elméletileg, mind kísérletileg tisztázni a sugárzás útján fellépő energiaátadás legfontosabb törvényszerűségeit. Az intézet vezetői által irányított kutatócsoport — az idevonatkozó kvantitatív összefüggések elméleti úton való meghatározása után — részletes kísérleti vizsgálat tárgyává tette azt, hogy milyen hatást gyakorol a sugárzás útján fellépő energiaátadás, ill. az ennek következményeként jelentkező szekundér fluoreszcencia az oldatok fluoreszcencia-spektrumára, a megfigyelt hatásfokra és a polarizációs fokra. Kitűnt, hogy a fluoreszcenciaspektrumot, ha kis mértékben is, de befolyásolja ez az effektus, a lumineszcencia-hatásfok és a polarizációs fok meghatározása szempontjából pedig olyan lényeges szerepet játszik, hogy a korábban más szerzők által közölt ama hatásfok- és polarizációs-adatok, amelyeknél a szekundér fluoreszcencia hatását még nem vették figyelembe, aligha tekinthetők az oldatra jellemző molekulafizikai mennyiségeknek. Az említett kutatócsoport által végzett kísérleti vizsgálatok eredményei viszont a szekundér effektusok számításbavétele után a vizsgált oldatmennyiségek geometriai adataitól (pl. a rétegvastagságtól) teljesen függetleneknek mutatkoztak, s így ezek további molekulafizikai, pl. energiavándorlással kapcsolatos vizsgálatok kiindulópontjaiul szolgálhatnak.

Vizsgálatok folytak intézetünkben ezen kívül az abszorbeáló és emittáló oszcillátorok jellegének eldöntésére, az abszorpció és polarizációs spektrumok közötti összefüggésre, a rotációs depolarizációra, a relatív fluoreszcencia-intenzitás polarizációmérés útján való meghatározására, stb. vonatkozólag is, amelyek eredményei szintén hozzájárulnak az oldatok fluoreszcenciájának megismeréséhez.

A fluoreszcencia-kutatások ismertetése során megemlítendő még azok a vizsgálatok, amelyeket a csoport a Geofizikai Intézet olajkutatásaival kapcsolatosan több száz extraktum fluoreszcencia fénye polarizációs fokának meghatározásával végzett, valamint az adrenalin és



noradrenalin meghatározására szolgáló fluorometriás eljárás kidolgozása, amelyet — mint orvostudományi vonatkozású témát — a szegedi belklinika munkatársai-val való együttműködésben dolgozott ki a csoport.

A fentiekben röviden vázolt, ill. felsorolt vizsgálatok nemcsak azt eredményezték, hogy az intézet elvi és bizonyos mértékig gyakorlati fontosságú eredményeket közölhetett, hanem azt is, hogy mivel a vizsgálatok során jelentős mértékben kellett tökéletesíteni a kísérleti berendezéseket, ma már az intézet majdnem korszerű spektroszkópiai és egyéb jellegű fotoelektromos optikai mérőberendezésekkel rendelkezik, amelyek alapot nyújtanak — kisebb-nagyobb módosítások révén — további vizsgálatoknak az eddigieknél kedvezőbb mérés-technikai körülmények között való elvégzésére is.

A *félvezető-kutatás* 1950 előtt az intézetben a zselatinfoszforok vizsgálatához kapcsolódott. Gombay Lajos a festékfoszforok elektromos és fotoelektromos vezető-képességének vizsgálata során megállapította, hogy a zselatin és zselatinfoszfor félvezető tulajdonsággal bír.

A félvezető-kutatás 1950 után több irányban folytatódott. A félvezetőkkel foglalkozó kutatócsoport vizsgálat tárgyává tette a töltéshordozói tulajdonságokat oly félvezetők esetében, amelyek egyidejűleg több fajta szennyezéssel rendelkeznek. Ismeretes, hogy az egy-fajta szennyezést tartalmazó félvezetőben a félvezetőre jellemző állandókat vezetőképesség, Hall-effektus és termoelektromotoros erő mérésekből meg lehet határozni. Hasonló méréseket végezve ferroszilikium esetén (amely egyidejűleg többféle szennyezést és így pozitív és negatív töltéshordozókat tartalmaz), a csoport oly vizsgálati eljárást dolgozott ki, amelynek alapján mindkét jelenlevő töltéshordozó koncentrációja és mozgékony-sága meghatározható.

A kutatócsoport oly félvezetők (PbS, PbSe, CdS, CdSe) vizsgálatával is foglalkozott, amelyek főleg fotohatásuk szempontjából hasznosíthatók. A félvezető rétegek érzékenyebbé tételét és tehetetlenségük csökkentését célzó vizsgálatok kadmiumszulfid esetében azt eredményezték, hogy idegen fém-szennyezések bevitelle esetében a rétegek tehetetlensége elenyésző értékre csökkent, érzékenyséjük pedig 2–4 nagyságrenddel nőtt. Az ezüsttel szennyezett PbSe félvezetőnél tapasztalt kioltás és a negatív fotohatás vizsgálata során a fotóáram analitikus kifejezésének értelmezése arra engedett következtetni, hogy a két jelenség szoros kapcsolatban van egymással. Eme anyagnál a vizsgálatok szerint a levegőből származó oxigén-szennyezés akceptorként, míg az ezüst donorként hat, s alkalmas ezüstkoncentráció mellett elérhető, hogy az akceptorok és a donorok száma a szabad levegőn egyenlő legyen, amikor is a fotohatás a legnagyobb.

Külön vizsgálatok tárgyát képezték a félvezető-rétegek előállításának problémái. Így a vákuumpárolgatással előállított rétegeknél kimutatták, hogy a magas párolgási hőmérsékleten a CdS-por szétbomlik és a réteget hordozó lemezre a komponensek különböző koncentrációarányban rakódnak le, fokozatos átmenetet képezve a lemez egyik végén levő tiszta kadmiumtól, a másik végén lecsapódott tiszta kén felé. Ez a tény különösen a nagyfelületű fotoelemek készítésénél jelent nehézséget, amely azonban egyszerű eljárással kiküszöbölhető. Egy másik eljárásnál a kadmiumfelesleg beállítása a fém-kadmium elpárolgatását követő  $H_2S$ -ben való izzítással történik. Az így előállított rétegek félvezetői tulajdonságait összehasonlítva a szokásos módon előállított rétegével, a fotohatás spektrális eloszlását s érzékenységét azonosnak, a töltéshordozók számát és a csapadék mélységét nagyobb-nak, az aktiválási energiát pedig kisebbnek találták. A párolgatás elkerülhető egy további, az intézetben kidolgozott „szinterezés” alapuló eljárással. A lemezre szuszpenzióban felvitt anyagot 70–80 °C-on kiszáritva, homogén félvezető réteget lehetett nyerni. Ez a módszer nagyon megkönnyíti a különböző koncentrációjú idegen szennyezéseknek a rétegekbe való bevitelét. A fotoelemek készítésénél pedig a párolgatás elkerülésére CdS-, ill. CdSe-porból préseléssel állítottak elő pasztillákat és

vizsgálták parallel megvilágítás mellett a fotofeszültséget mint a megvilágítás függvényét, továbbá felvették a spektrális érzékenység görbét, amely az irodalomból ismert, más eljárással előállított fotoelemével azonos maximum-helyet mutatott.

A legújabb időkben a fenti kutatásokhoz egy újabb kutatási irány, az intermetallikus vegyületek előállítás és vizsgálata is csatlakozott.

Mint a fentiekből kitűnik, a csoport vizsgálatai arra irányulnak, hogy olyan félvezető rétegeket állítsanak elő, amelyekből jó fotovezető rétegek és fotoelemek készíthetők. Jelenleg az eredmények inkább elméleti jellegűek, de várhatóan a gyakorlati élet számára is gyümölcsözővé válhatnak.

A szorosabb értelemben vett fizikai kutatásokon kívül az intézetben erőfeszítések történnek a fizika tanítása kérdésével foglalkozó *szakmódszertan* tudományosan szinten való művelésére is. Ennek a területnek a felkarolása kezdetben kizárólag a tanárképzés helyi igényeinek kielégítését szolgálta, később azonban — a fizika tanításának kérdésével foglalkozó magyar szakkönyvek hiányára való tekintettel — messzebbmenő célok elérésére irányult. Ez a munka eredményezte azt, hogy ma már pl. a fizika tanításának és a gimnáziumi fizikai gyakorlati órák vezetésének módszereiről több korszerű jegyzet, ill. könyv is áll rendelkezésre.

A tanszemélyzet tudományos munkájára ösztönzőleg hat, hogy a Természettudományi Karon újra kiadásra került idegen nyelvű folyóiratok közül az *Acta Physica et Chemica Universitatis Szegediensis* nagy mértékben megkönnyíti a publikációs lehetőségeket. Ez a folyóirat, amelyet 1956 óta néhány tapasztaltabb intézeti munkatárs önzetlen segítségével a tanszékvezető szerkeszt, csere útján nagy mértékben hozzájárult az intézet külföldi tudományos kapcsolatainak kiszélesítéséhez.

Az intézet életéről szóló eme ismertetést teljesebbé teszi az intézet tanszemélyzeti tagjainak a fentemlített oktatási és kutatási munkák mellett végzett más irányú tevékenységének megemlítése is. A Szegedi Egyetem helyzetéből következik, hogy Szegeden és környékén a fizikai tárgyú ismeretterjesztő munkát elsősorban az intézet tagjai látják el, így pl. a TIT keretében évenként átlag 30–40 előadást tartanak üzemekben, kultúrothonokban, egyesületekben. Az ismeretterjesztést szolgálják azok az előadások, amelyeket az intézet tagjai az Egyetem által szervezett „Collegium Artium et Polytechnicum” keretében tartottak, ill. azok a tanulmányok és cikkek, amelyeket a megfelelő szakfolyóiratokban és a helyi napilapokban jelentettek meg.

Főként az intézet tagjai szervezik meg az MTESZ keretében működő Eötvös Loránd Fizikai Társulat szegedi csoportjának munkáját is. E társulat keretében az előadások, klubestek és középiskolai fizikai délutánok rendezése mellett, üzemek és más intézmények fizikai vizsgálatokat és megfontolásokat igénylő problémáinak megoldása is feladatként jelentkezik. Az utóbbi években így került sor többek között Szeged egyik élelmiszeripari üzemében hőmérséklet-távmérési hálózat létesítésére, a szegedi Konzervgyárban a szárító levegő páratartalmának és áramlási sebességének mérésére és a budapesti Remix-gyárban felhasznált ellenállás porcelán-testek több ezer darabjának lumineszcenciás vizsgálatára is.

#### Az 1959. ÉVI KOSSUTH-DÍJASOK

Társulatunk tagságában ismét új Kossuth-díjasokat üdvözölhetünk. Az idei évben *Szigeti György* akadémikus, dr. *Bodó Zoltán* és dr. *Szép Iván* kutatóintézeti osztály-vezetők a Kossuth-díj II. fokozatát kapták a lumineszkáló anyagok és félvezetők kutatása terén elért eredményeikért, melyekkel a korszerű hazai fénycsőgyártás és tranzistor-gyártás megvalósulását segítették elő.

#### *Szigeti György*

Szigeti akadémikus, Társulatunk főtársa több, mint három évtizede foglalkozik a világszerte elismert magyar híradástechnikai ipar kutatási problémáival.



A budapesti műegyetemen 1926-ban végzett és utána az Egyesült Izzóban helyezkedett el, ahol már korábban is dolgozott az iskolai szünidők alatt. Két év után az Egyesült Izzó kutató laboratóriumába került, Pfeifer professzor, a kutatólaboratórium első igazgatója. Bródy Imre és Selényi Pál közvetlen irányítása mellett kezdett el kutatómunkával foglalkozni.

Első önálló munkája gáztöltésű egyenirányító csövek kidolgozására irányult. Az Egyesült Izzó ennek az 1929-ben megadott szabadalomnak alapján kezdte meg a csövek gyártását. A jól sikerült kezdetet további eredmények követték a különböző glimm-lámpák, varázs-szemek, higanygőzlámpák, rádiócsövek kutatása, a gyártási módszerek tökéletesítése, korszerűsítése területén. Így nem is meglepő, hogy amikor a harmincas években az Egyesült Izzó elhatározta a fénycsőgyártás és kutatás megindítását, az Egyesült Államokba tanulmányútra küldött kis csoportból sem maradt ki. Hazatérve egyike lett azoknak, akik ötleteikkel, lelkesedésükkel szinte a semmiből teremtték meg a virágzó magyar fénycsőgyártást. Jól látta azonban, hogy csupán a technikai kérdések megoldása nem biztosítja a fényforrás jövőjét. A fejlesztés helyes irányainak kiválasztásához meg kell ismerni a gázkisüléses lámpák működésének tudományos alapelveit.

Munkásságának következő szakasza a gázkisülések és a lumineszcencia kérdéseinek tisztázására irányul. Cikkek és szabadalmak jelzik ennek a munkának egyes állomásait. Közülük talán csak egyet ragadunk ki. Még a második világháború előtt a laboratórium akkori vezetőjével, Bay Zoltán professzorral együtt olyan új fényforrást dolgoztak ki, melynél közvetlenül a lumineszkáló anyagon átfolyó áram gerjeszt fényt. Ez a lámpatípus ma elektrolumineszcens lámpa néven lett közismertté. A találmány jelentőségének felmérésére elég idézni az amerikai bejelentés egyetlen igénypontját:

„A source of light comprising a light-permeable body of of highly purified crystalline conducting material capable of radiating light under the direct influence of current flowing therethrough and means for supplying current to said material, said current having a value materially below that necessary to produce incandescence.”\*

A fasiszmus bukása után elsőik között kezdett a magyar híradástechnikai ipar talpraállításán munkálkodni. Tevékeny szerepet vállalt az Izzó kutató újjászervezésében és a kísérleti munka megindításában. 1948-ban a kutató laboratórium vezetője lesz. A következő évek szervezései során 1950-ben a Távközlési Kutató Intézethez csatolják az újpesti kutatólaboratóriumot, 1953-ban pedig régi munkatársai zömével együtt a Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet Bródy Imre Laboratóriumát szervezi meg, melynek azóta is vezetője. Ezekben az években a hazai katódsugárcsőgyártás létrehozásával és a magyar félvezetőipar, a tranzistor és diódagyártás megindításával kapcsolatos munkákból vállalt jelentős részt magára. Nem lett azonban a gázkisülésekhez sem hűtlen, számos új gondolat, szabadalommal öregbítette e területen is fejlődő fénycsőgyártásunk hírnevét.

Az Akadémia megbízásából az elmúlt években szervezte meg az igazgatása alatt álló Műszaki Fizikai Intézetet, melyre a tudomány és ipar újabb termékeny és gyümölcsöző kapcsolatának megteremtésében várnak nagy feladatok.

#### Bodó Zsolt

Bodó Zsolt a fizikai tudományok doktora, Társulatunk Elnökségének tagja, 1945-ben kapcsolódott be

\* A tömören fogalmazott szabadalmi szöveg értelemszerű fordítása:

Nagy tisztaságú kristályos vezetőanyagból előállított fényáteresztő testet tartalmazó fényforrás, melynek anyaga közvetlenül a rajta átfolyó és az említett anyag működtetésére szolgáló, az anyag felizzításához szükséges áramerősségnél kisebb erősségű áram hatására fénykissugárzásra képes.

az Egyesült Izzó kutatólaboratóriumának munkájába. Az Eötvös verseny nyerteseként kezdett tanulmányait 1943-ban fejezte be a Műegyetem gépészmérnöki karán.

A kutatómunka során érdeklődésre egyre inkább a félvezető anyagok viselkedésének, különös jelegzetességeinek tisztázására irányult. Az első évek tapasztalatgyűjtése után bekapcsolódik a villemit típusú lumineszcens anyagok világítási mechanizmusának kutatásába. Az egyetlen fényporszemese világításának mérésére, valamint a fényporrétegek fizikai tulajdonságainak megismerésére vonatkozó munkái külföldön is nagy visszhangot keltettek.

A hazai tranzistor- és egyenirányító-kutatás kérdéseinek tisztázására mindjárt a munka megindulásakor bekapcsolódott. Számos gyakorlati és elméleti probléma megoldásával jelentős része volt a megfelelő magyar típusok kialakításában. Szabadalmi, cikkei, előadásai itthon és külföldön egyaránt nagy megbecsülést szereztek számára. Társulatunk a Bródy Imre díjjal tüntette ki.

A tudomány és az ipar szolgálata mellett részt vállalt az oktató, nevelő, ismeretterjesztő munkából. Az Eötvös Loránd Tudományegyetem előadójaként jövő fizikussainak nevelésén, a Mernöktovábbképző Intézet, a Szabadegyetem előadójaként pedig ismét újabb rétegek ismereteinek bővítésén fáradozik. Igen jelentős tevékenysége a hazai félvezető könyvkiadás, ismeretterjesztés területén is.

#### Szép Iván

Dr. Szép Iván, Társulatunk tagja, 1944-ben a budapesti Tudományegyetem bölcsészkarának kémiafizika-matematika szakán végezte be vegyész tanulmányait. Ezt követően a vegyiparban helyezkedett el, és éveken át dolgozott vezető, irányító beosztásban. 1948-ban summa cum laude doktorált. A félvezetők technológiai kutatásába 1952-ben kapcsolódott be. Az Egyesült Izzó kutatólaboratóriumában, majd a később megalakult Híradástechnikai Ipari Kutató Intézet Bródy Imre Laboratóriumában végzett munkájával teremtette meg a hazai tranzistor-gyártás technológiai bázisát.

E munka során munkatársaival a hazai viszonyokra alkalmazta és kidolgozta a germánium tisztítási eljárását, a germánium egykristályok előállításának technológiáját, a germánium diódák és tranzistorok, valamint kis- és nagyteljesítményű rétegtranzistorok gyártási módszereit. A felsorolt eredmények részben irodalmi, részben a Szovjetunióban szerzett gyártási tapasztalatokra támaszkodva születtek meg, de a munka során létrejött számos új és önálló felismerés is igen nagy mértékben előbbrevitte a további kutatást, melynek jelenlegi célja a nagyfrekvenciás tranzistorok kifejlesztése.

Több tudományos közlemény és szabadalom szerzője, a félvezetők technológiájának a Mernöktovábbképző Intézet és a TIT előadásairól jól ismert hazai szakelőadója.

#### AKUSZTIKAI ÉS ULTRAHANG KOLLOKVIUM

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1959. április 7. és 8-án Akusztikai és Ultrahang Kollokviumot rendezett. Az 1955. évi kollokvium és 1957. évi konferencia után ezúttal harmadízben találkoztak a magyar szakemberek eredményeik ismertetésére. Az összejövetel egyik célja annak az anyagnak a megvitatása volt, amelyet a magyar kutatók a III. Nemzetközi Akusztikai Kongresszuson Stuttgartban kívánnak előadni. A kollokviumon 16 előadás hangzott el, amelyek közül hat Stuttgartban is előadásra kerül. Az egyes előadások utáni vitát előre felkért hozzászólók nyitották meg, akik az előadás teljes anyagát előre kézbe kapták. Az összejövetel ezáltal munkakollokvium jellegű volt, amelyen átlag 40–50 főnyi hallgatóság vett részt.

A kollokvium Barta István megnyitó szavaival kezdődött.

Valkó I. P. mikrofonok és erősítők zajossága címen tartott előadást. A szerző részben eddig ismert elméleti



módszerekkel, részben saját vizsgálatai alapján foglalkozott a különböző típusú mikrofonok zajmeghatározásával, különös tekintettel arra, hogy melyik mikrofontípust előnyös tranzisztoros erősítővel összekapcsolni.

A következő előadást *Tarnóczy T. a szótagentrópia és hangzóentrópia nyelvelhatároló szerepe* c. beszámolója volt. Az előadó megállapítása szerint a hangzóentrópia sokkal alkalmasabb egy nyelv átlagos jellemzésére, mint a korábban használt szótagentrópia.

*Husztly D. körszimmetrikus folytonos sebesség-eloszlású sugárzók szintézisével* kapcsolatos elméleti vizsgálatairól tartott előadást. A felkért hozzászóló, *Barát Z.* a kísérleti technikával kapcsolatos megjegyzéseivel egészítette ki az előadást. A két utóbbi előadás a stuttgarti kongresszus programjába is fel van véve.

*Mandják T.* előadásának címe *Szénmikrofonok teljesítményváltozása a gyártási tűrés függvényében* volt. Kísérleteinek és statisztikájának a hozzászólások szerint a magyar telefongyártóipar nagy hasznát veszi.

*Weiszburg J.* és ifj. *Greguss P.* *Ultrahang sugárzás hatása elektrolumineszcens lapokra* címen egy érdekes effektus megfigyeléséről és előzetes kísérletekről számolt be. A felkért hozzászóló *Hoffmann T.* a jelenség magyarázatára és a rendszeres kísérletek elvégzésére adott értékes tanácsokat.

*Tarnóczy T.* *Akusztikus zónalencsék* címen ismertette új típusú ultrahang gyűjtőlencsét. Előadása a stuttgarti programban is szerepel.

Ifj. *Greguss P.* *Összefüggés a nedvesítő képesség és az ultrahang terjedési sebessége között* címen kvantumelméleti alapon levezetett elméleti vizsgálatait adta elő. Mind a felkért hozzászóló, mind más kvantumelmélettel foglalkozó magyar fizikusok kifogásolták a levezetésben alkalmazott különböző feltételű alapegyenletek összekapcsolását. *Greguss P.* ezt az előadást szintén bejelentette a stuttgarti kongresszusra.

*Illényi A.* kísérleti megfigyeléseiről számolt be az *ultrahanggal besugárzott folyadék felületi jelenségeivel* kapcsolatban. A vizsgálatok még kezdeti stádiumban vannak.

*Tamás Gy.* klasszikus optikai módszerrel mérte a *hang terjedési sebességét vízben és NaCl oldatban*. Az irodalommal egyező eredményekről számolt be.

*Magyari E.* az *előhang és gépihang fizikai-pszichológiai jellemzői* címmel összefoglaló előadást tartott nagyrészt saját megfigyelései és kísérletei alapján. Hasonló témával

számos kutató foglalkozik, és ezért az előadás után rendkívül élénk vita alakult ki.

*Lukács Pné* előadásának címe *Az utóhangsági idő és a zenei tempó közötti összefüggés szubjektív akusztikai vizsgálata*. Szubjektív kísérletei arra mutatnak, hogy ilyen összefüggés iránti kívánság az átlagos hallgatóban létezik.

*Járfás T.* előadása a *fizikai és szubjektív utóhangsági idő közötti különbségről* és az embernek a szubjektív utóhangsági idő iránti érzékéről szólt. A két utóbbi előadás szintén szerepel a stuttgarti programban.

*Greguss A.* és ifj. *Greguss P.* *ultrahangok hatásáról* számolt be *MnO<sub>2</sub> szuszpenziók és gélek katalizáló képességére*. A felkért hozzászóló a katalízis mechanizmusa szempontjából világította meg és egészítette ki az előadást.

*Kochis B.* előadása a *hang terjedési sebessége és a beton szilárdsága közötti összefüggésről* szólt. Kochis igen nagy kísérleti anyagot dolgozott fel. Rendszerezte az eddigi irodalmi adatokat és megmagyarázta azok eltéréseinek okait. Kidolgozott vizsgálati módszere, amelyet ma már a gyakorlatban is alkalmaznak, teljesen megbízható. A hozzászólók elismerésük kifejezése mellett rendkívül sajnálták, hogy ez az anyag még nem került külföldi publikációra.

Ezután *Rontó Gy.*, *Tamás Gy.* és *Tarján I.* *Az ultrahang diffúzió-növelő hatásának vizsgálata* c. előadása következett. A szerzők békaizmokon vizsgálták a diffúzió sebességváltozását. A felkért hozzászóló bizonyos kísérleti kiegészítéseket javasolt.

*Bálint A.* és *Nagy Jné V* *érzékenységi ellenállásának változása ultrahang hatására* címen számolt be kísérleti eredményeiről. A hozzászólások során kialakult vitában főként a nagy kísérleti szórás csökkentésére és a jelenség magyarázatára vonatkozó megjegyzések voltak tanulságosak.

A kollokvium eredményeinek összefoglalásában *Tarnóczy T.* hangsúlyozta, hogy a bejelentett előadások közül csak azok kerültek megvitatásra, amelyek fizikai vagy biofizikai természetűek voltak. Elmaradtak a kollokviumról a technikai és orvosi vonatkozású előadások, bár ilyeneket is szép számmal jelentettek be. Ezeket egy későbbi kollokviumon fogják megvitatni. A magyar akusztikusok 1961-ben szélesebbkörű konferencia megtartását tervezik.

*Tarnóczy Tamás*

## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

**Neutrínó és a gravitáció.** A tapasztalat szerint a gyenge kölcsönhatások nem tükrözésszimmetrikusak. Ezzel a ténnyel kapcsolatban többen is következtettek arra, hogy bizonyos értelemben maga a világegyetem sem tükrözésszimmetrikus és ennek magyarázatára érdekes, de legtöbbször túlságosan spekulatív jellegű próbálkozások láttak napvilágot.<sup>1</sup> Minthogy a probléma megoldásától a felmerülő nehézségek miatt igen messze vagyunk, minden elgondolást meg kell vizsgálnunk, hogy pozitív eredményeit felhasználhassuk.

Nemrégiben *S. Hayakawa*<sup>2</sup> ismertette egy roppant egyszerű gondolatmenetet, amely a gyenge kölcsönhatások tükrözési aszimmetriájából, mint kísérleti tényből indul ki és az ekvivalencia-elv alapján az általános tömegvonzás értelmezését adja. A gondolatmenet oly egyszerű és rövid, hogy részleteiben is követhetjük.

Tegyük fel, hogy egy nukleon  $\beta$ -bomlást szenved, egy elektron és egy neutrínó keletkezik. Az elektron hamarosan befogódik, de a neutrínó igen nagy távolságra elrepül. Ha a világegyetemen olyan térrészről értünk, amely a kozmológiai elvnek eleget tesz és a *Hubble-törvényszerűség* szerint távol, akkor szemléletesen azt is mondhatnánk, hogy a neutrínó kiszalad ebből a tér-

részből. Az eltávozó neutrínó  $\hbar/2$  impulzusmomentumot és az elektron  $mc^2$  nyugalmi energiájával összemérhető energiát visz magával. Mármint igen természetes az a gondolat, hogy az impulzusmomentum változása miatt a neutrínó által hátrahagyott rendszer forgásba jön, ha a  $\beta$ -bomlás előtt nyugalomban volt. A rendszer forgása nyilvánvalóan nem szimmetrikus a tükrözéssel szemben. Tehát a világegyetem általában forgónak tekinthető, a forgás szögsebessége azonban időben ingadozik, mert a  $\beta$ -bomlások során keletkező neutrínók szögeloszlása véletlen jellegű. Emiatt a szögsebesség időátlaga zérus, ami teljes összhangban van a kozmológiai elvvel, mert eszerint csak radiális sebességkomponensek lehetnek zérustól különbözőek. A szögsebesség négyzetének időátlaga azonban nem tűnik el, emiatt centrifugális gyorsulást érzékelünk. A centrifugális gyorsulást azzal is magyarázhatjuk, hogy az eltávozó neutrínó által elvitt energiának megfelelő tömeg gravitációs erőt fejt ki, s ez gyorsulást eredményez. Az ekvivalenciaelv alapján ennek a két magyarázatnak azonos eredményhez kell vezetnie.

A neutrínó távozása okozta szögsebességváltozás:

$$\omega = \frac{\hbar}{2I} \quad (1)$$

ahol  $I$  a rendszer tehetetlenségi nyomatéka. A neutrínó

<sup>1</sup> Lásd pl. *M. Goldhaber: Science 124, 218. (1956).*

<sup>2</sup> *Progr. Theor. Phys. 21, 324. (1959).*



pályájától  $R$  távolságra a centrifugális gyorsulás  $R\omega^2$ . Ez tehát egyenlő a neutrínó  $mc^2$  energiájának megfelelő  $m$  tömeg okozta gravitációs gyorsulással:

$$R\omega^2 = G \frac{m}{R^2}. \quad (2)$$

$G$  a gravitációs állandó. Ez az egyenlet az  $n$   $\beta$ -bomlásra való átlagolás után is ugyanebben a formában érvényes. (2)-ből (1) segítségével kiszámíthatjuk a  $G$  értékét, ha meg tudjuk adni  $I$  és  $R$  értékeit. Ismerjük az  $I$  és  $R$  közötti kapcsolatot:

$$I = aMR^2, \quad (3)$$

ahol  $M$  a tömeg,  $a$  pedig a tömegeloszlástól függő szám-faktor. Válasszuk  $R$ -t a „gravitációs Bohr-rádiusnak”<sup>3</sup>

$$R = \frac{b \cdot^2}{GM^2 m}, \quad (4)$$

<sup>3</sup> Ez a közönséges Bohr-rádiusz, csak  $Ze^2$  helyett  $GM^2$  szerepel benne.

ahol  $b$  egy másik számfaktor. Ezek alapján

$$G = \frac{R^3 \omega^2}{m} = \frac{\hbar^2}{4a^2 m M^2 R}. \quad (5)$$

Ha két nukleonból állna a világegyetem, amelyek egymástól  $R = 6 \cdot 10^{27} am$  távolságra vannak, akkor a közöttük ható és a  $\beta$ -bomlásból a fenti módon származható gravitációs erő állandóját (5) alapján megbecsülhetjük. Az  $m$  elektrontömeg, és az  $M$  nukleontömeg behelyettesítésével

$$G = 7,4 \cdot 10^{-8} \text{ din} \cdot \text{cm}^2 \cdot g^{-2},$$

míg a tapasztalati adat:

$$G_t = 6,7 \cdot 10^{-8} \text{ din} \cdot \text{cm}^2 \cdot g^{-2}.$$

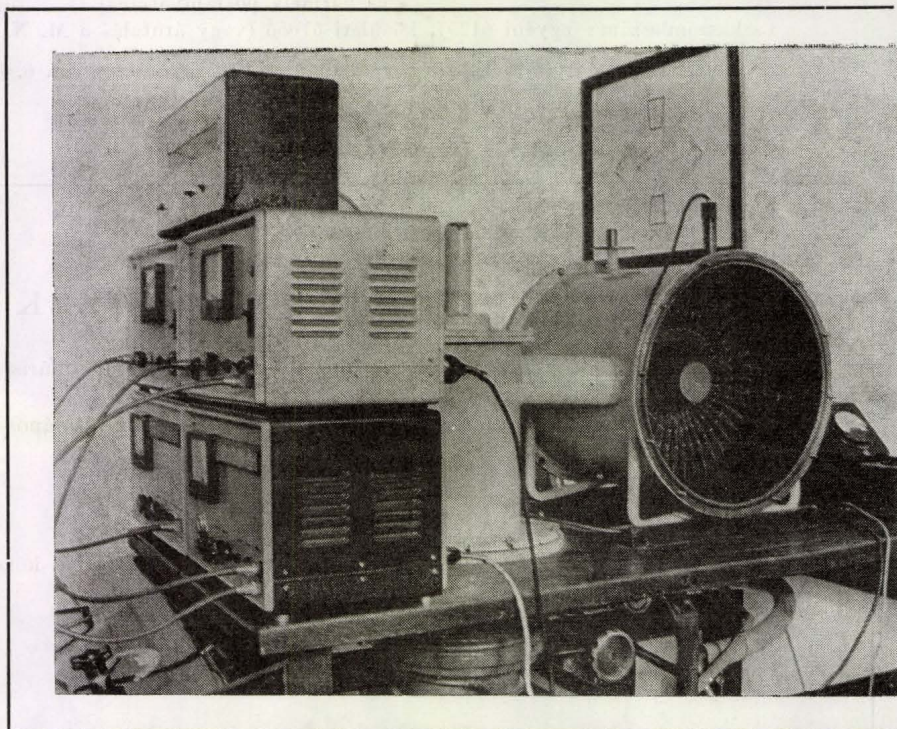
Ez az elgondolás talán nem jár messze a kérdés megoldásától, mert ez az egyszerű modell is már kb. 10%-os pontossággal megadja a gravitációs állandót.

A. I.



# FIZIKAI SZEMLE

IX. ÉVFOLYAM  
1959.



9.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT





Főszerkesztő: Marx György

Szerkesztőbizottság:

Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Mátrai Zemplén Jolán, Somogyi Antal, Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Felelős szerkesztő: Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat  
Távbeszélő: 313-388

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest V., Alkotmány utca 21.  
Távbeszélő: 111-010\*

Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hírlap Irodánál (Budapest V., József nádor tér 1.)  
és bármely postahivatalnál

Csekk számlaszám: egyéni 61257, közületi 61066 (vagy átutalás a M. N. B. 47. sz. folyószámlájára)

Előfizetés egy évre 40,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente tízszer

## TARTALOMJEGYZÉK

*Hoffmann Tibor*: A fototron, egy új molekuláris erősítő

*Gergely György*: Objektív színmérés

*Abonyi Iván*: Mesterséges holdak és az általános relativitás-elmélet

*Györgyi Géza*: Az atommagok izomeriája I.

A FIZIKA TANÍTÁSA

*Prohászka Kamill*: A Maxwell-féle elmélet a középiskolában

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

## СОДЕРЖАНИЕ

*Т. Хоффманн*: Фототрон — новый молекулярный усилитель

*Дь. Гергей*: Объективная колориметрия

*И. Абоньи*: Искусственные спутники и общая теория относительности

*Г. Дьёрдьи*: Изомерия атомных ядер I.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

*К. Прохаска*: Максвелловская теория в средних школах

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

## INHALT

*T. Hoffmann*: Das Phototron — ein neuer Molekularverstärker

*Gy. Gergely*: Objektive Kolorimetrie

*I. Abonyi*: Die künstlichen Monde und die allgemeine Relativitätstheorie

*G. Györgyi*: Die Isomerie der Atomkerne I.

UNTERRICHT DER PHYSIK

*K. Prohászka*: Die Maxwellsche-Theorie in der Mittelschule

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

*Címképünk*: A debreceni Atommagkutató Intézet béta-spektroszkópja (Építette dr. Berényi Dénes)

A kiadásért felelős: Bernát György, az Akadémiai Kiadó igazgatója Műszaki felelős: Pataki Ferenc  
A kézirat beérkezett 1959. VI. 13. — Példányszám: 1500 — Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest — 59.49199 — Felelős vezető: Bernát György



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IX. évfolyam

9. szám

1959. szeptember

## A fototron, egy új molekuláris erősítő

A mikrohullámú tartományban működő oszcillátorok, erősítők némileg hasonló elven működnek, mint a közönséges alacsonyabb frekvencián működő elektroncsövek, amennyiben az elektronok és az elektromágneses tér közötti makroszkópikus kölcsönhatást használják fel. Újabban foglalkoznak olyan típusú mikrohullámú oszcillátorokkal és erősítőkkel, melyek az elektromágneses rezgések előállítására a rendszer kvantummechanikai tulajdonságait használják fel.

Az irodalomban ezeket az eszközöket „maser”-eknek nevezik az angol „microwave amplification by stimulated electromagnetic radiation” kifejezés (indukált elektromágneses sugárással való mikrohullámú erősítés) kezdőbetűi szerint. Mindezek a rendszerek azt használják fel, hogy valamely kvantummechanikai rendszernek vannak olyan elektron energianívói, melyek közötti energiaátmenet az  $E = h\nu$  összefüggés szerint a mikrohullámú tartományba esik.

Mint minden oszcillátornak, erősítőnek, a masernek is kell valamilyen energiabetáplálás. Ez a betáplálás az irodalom szerint általában mikrohullámú energiával történik.

A következőkben egy olyan berendezés lehetőségét szándékozom diszkutálni, mely a mikrohullámú tartományban oszcillátorként, erősítőként vagy modulátorként működik, optikai betáplálással.

Már Brossel és Kastler kimutatták, hogy egy kvantummechanikai rendszerben az alnívóknak elektronokkal való betöltődése, megfelelően polarizált fény abszorpciójával megváltoztatható. Ez mindig két olyan állapot elektronokkal való betöltési számának aránylag kis eltolódását szolgáltatja, melyekben eredetileg az elektronok száma ugyanaz volt, vagy pedig csak a Boltzmann eloszlás által okozott kis eltéréssel különbözött egymástól.

Jelen munkámban megkísérlem az elektronbetöltődésnek ezt a kis eltolódását sokkal nagyobbá tenni azzal, hogy olyan nívókat választok, melyek eredetileg teljesen üresek voltak és csak egy megfelelő abszorpciós folyamat következtében népesednek be elektronokkal. Ha ezt az abszorpciós folyamatot megfelelően polarizált fényvel állítjuk elő, akkor az alnívók közül egyesek üresen maradnak még az abszorpció után is, mások pedig nagy

számú elektronnal töltődnek fel. Így a rendszer képes maserként működni.

Jelen beszámolómban egy konkrét példát tárgyalok, melyben az aktív anyag atomos hidrogén gáz.

A tárgyalás leegyszerűsítésére olyan esetet taglalok, mely távol áll a realitástól, ugyanis az eset tárgyalása során a hidrogén atomot nem relativisztikus rendszernek tekintem, a spin figyelembe vétele nélkül. A Dirac-egyenletekre építve is végrehajthatók a számítások, és a berendezés tervezésében ez utóbbit alkalmaztuk.

Helyezzük a hidrogén atomot párhuzamos elektrosztatikus és mágneses térbe. Az alapállapot mindössze eltolódik, de nem hasad szét (nem véve figyelembe az elektron-spint). Az első gerjesztett nívó négy nívóra hasad szét (ismét nem véve figyelembe az elektron-spint) az eltolás következő értékeivel, melyeket a spektrumvonal középpontjától mérünk:

$$\epsilon_1 = -3,837 \text{ E (MHz)}$$

$$\epsilon_2 = -1,399 \text{ H (MHz)}$$

$$\epsilon_3 = +1,399 \text{ H (MHz)}$$

$$\epsilon_4 = +3,837 \text{ E (MHz)}$$

Itt az E értéke V/cm-ben, a H értéke oerstedben és az eltolás értéke MHz-ben adott. Az esetben ha

$$2,74 \text{ E} > \text{H},$$

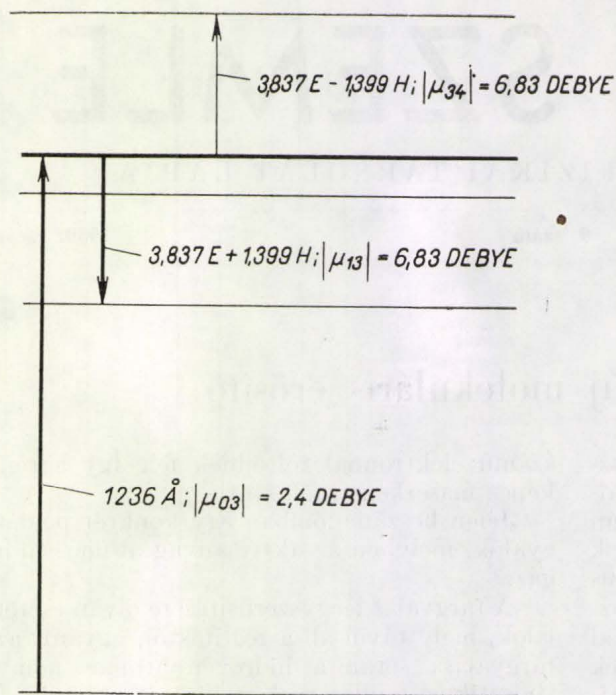
akkor az 1. ábra sémája érvényes.

Kiszámítva az átmeneti valószínűségeket, kimutathatjuk, hogy az alpnívóól jobbra körpolarizált fényel indukált átmenetek esetében, csak az első ábra vastag vonalával jelölt átmenet nincs tiltva. Ez azt jelenti, hogy csak a vastag vonallal meghúzott nívó van betöltve az abszorpciós folyamat alatt.

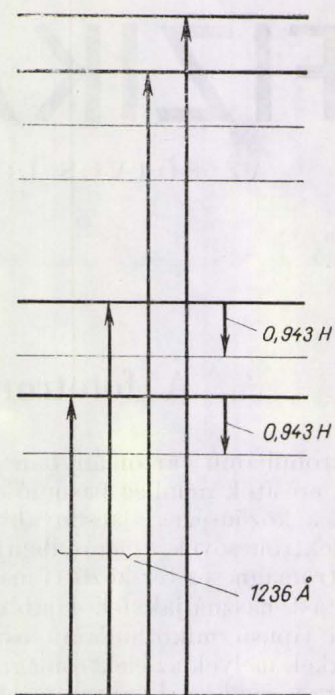
Az egyetlen mikrohullámú tartományba eső sugárzás, mely ezen nívóról kiindulva fellép, az a vastagon kihúzott átmenet, mely a legalsó gerjesztett alnívóra juttatja az elektront.

Ha mágneses tér nincs jelen, akkor a gerjesztett állapot két középső alnívója egybeesik. A távolság a középső alnívótól az alsó gerjesztett alnívóig ebben az esetben teljesen azonos, mint a felsőig.





1. ábra



2. ábra

Így viszonylagosan nagy abszorpció van az emittált frekvencián, a rendszer ún. önabszorpciója. Egy viszonylagosan kis mágneses tér alkalmazása esetén az emittált és abszorbeált frekvenciák felhasadnak és 2,798 H MHz-nyi különbséget mutatnak. Ez a kis mágneses tér tehát, amelyet párhuzamosan helyezünk el az elektrosztatikus térrel, megszünteti az önabszorpciót.

Amint már említettük, a valóságban a helyzet némileg más. Ez esetben a nívók száma kétannyi lesz, de ekkor is megvan a lehetőségünk a polarizáció olyan megválasztására, hogy önabszorpció ne jöjjön létre. A második ábrában megmutattunk egy lehetséges átmeneti sémát, balra körpolaros fény betáplálása esetére. A szintek két csoportja  $j = \frac{3}{2}$  és  $j = \frac{1}{2}$  gerjesztett nívóknak felel meg.

Az átmeneteknek ugyan többféle lehetősége van ebben a sémában ugyanazon a frekvencián, mint a megjelölt, ámde a legtöbb közülük ún. tiltott átmenet, és csak a két vastagon jelzett átmenet a megengedett. Lényeges, hogy az emittáló frekvencián a betöltött nívókról minden abszorbeáló átmenet tiltott.

Mostanáig nem voltunk tekintettel arra, hogy esetleg más frekvenciák, mint az emittálók nem fognak-e résztvenni a folyamatban. Mindenesetre ez könnyen meggátolható. Az egyik nívóról a másikra való átmenet ugyanis kétféle.

Az első típus akkor fordul elő, ha az elektron magasabb nívón van, és létezik egyidejűleg megengedett átmenet erről a nívóról egy alacsonyabbra. Ez az átmenet külső beavatkozás nélkül mintegy önként megy végbe és ezért nevezzük spontánátmenetnek.

A másik típusú átmenet akkor fordul elő, ha ugyanolyan frekvenciájú és polarizációjú külső elektromágneses tér van jelen, mint amilyen magánál a szóbanforgó átmenetnél keletkezik. Minél nagyobb a külső elektromágneses tér, annál erősebb az átmenet. Ezért az átmeneteknek ezen típusát indukált-átmenetnek nevezhetjük.

Általánosságban a spontán-átmenet sokkal kisebb intenzitású, mint az indukált-átmenet, ezért el is hanyagolhatjuk azt az első közelítésben. Mindenesetre meg kell jegyeznünk, hogy a spontán-átmenetek jelentős szerepet játszanak a rendszer zajának megbecslésénél.

Ha most aktív rendszerünket, — a hidrogén gázt a jelen példában — a rendszer megengedett átmeneti frekvenciájára hangolt üregrezonátorba helyezzük, minden ideiglenesen jelenlevő más frekvencia gyorsan lecsillapodik, és így csak a kívánt átmeneti frekvencia marad meg a berendezésben. A működtetésnek ezt a módját néha regeneratív módnak nevezik.

A működtetésnek ez a regeneratív módja tehát lehetővé teszi azt, hogy kívánt frekvenciájú rezgéseket keltsünk az üregben. Az üregben megmaradó egyetlen spontán rezgés ugyanis a kvantummechanikai rendszer szempontjából megfelelő frekvenciájú és polarizációjú elektromágneses térként jelentkezik és így pozitív visszacsatolást szolgáltat.

Ha az üregben a mikrohullámú kicsatoláson kívül egy mikrohullámú becsatolás is van, akkor a kimenő teljesítményt a bemenő teljesítménnyel vezérelhetjük, az indukált átmenetek tényét figyelembevéve. A működtetésnek ez a módja az erősítés.



A betáplált fény általában nagyon szélessávú a mikrohullámú tartomány számára, azaz a betáplálási folyamat független a széthasadt nívók távolságainak kis megváltozásaitól. Ez teszi lehetővé, hogy a berendezés mint frekvencia-modulátor működjék. Egyetlen feladatunk az, hogy az elektrosztatikus vagy mágneses teret az amplitúdó modulált térnek a sztatikus térre való szuperpozíciójával moduláljuk. Az említett első példában (a nem relativisztikus esetben) ez az elektrosztatikus térrel, a második példában a mágneses térrel vihető véghez.

A felhasznált tartományban ez a frekvencia-moduláció pontosan lineáris. Ugyanez a működetés nem valósítható meg mikrohullámú energiákkal betáplált masereknél, minthogy ebben az esetben a betápláló elektromágneses hullám sáv-szélessége ugyanolyan nagyságrendű, mint az emittált frekvencia, és így a betápláló frekvenciának már frekvenciamodulálnak kellene lennie, hogy az elektron-nívók távolságainak modulációja esetén is táplálni tudjon.

Esetünkben a frekvencia moduláció sávját csak az üreg sáv-szélessége korlátozza, melybe az anyag be van építve.

Eddig felvázoltuk a fototron működési elvét, és most kitérünk néhány részletére.

Lássuk mindenekelőtt a hidrogén csövet. Mint már említettük, az atomos hidrogén gáz a berendezésnek alkalmas működő anyaga. Általában a hidrogén kétatomos molekulákból áll. Ezért a hidrogén gáz molekuláit elegendően nagy mennyiségben disszociáltatnunk kell. Ez megtehető például egy kisülési csőben. Azonban a gáz hőmérséklete egy kisülési csőben nagyon magas, olyannyira, hogy a disszociált atomok nagy része azonnal az első gerjesztett nívóra kerül. (Éppen ez az oka annak, hogy miért használnak kisülési csövet mint fényforrást, ugyanis az atomok vagy molekulák nagy része már egy gerjesztett nívón van jelen, melyről azok leesve az alpnívóra, egyidejűleg sugárzást emittálnak.) Magas hőmérsékletnél a gerjesztés a gerjesztett nívóknak minden alnívójára egyformán megy végbe, a disszociációnak ez a módja megzavarja az alnívók specifikus benépesítését, ami pedig a leglényegesebb pontja a fototron működésének. Következésképp a disszociációnak ez a módja itt nem alkalmazható.

A hidrogén molekulákat disszociáltathatjuk elektronütköztetéssel is. A hidrogén molekula disszociációs energiája 4,45 eV és részletes tárgyalással kimutatható, hogy az alpnívón levő molekula disszociációjához 10,15 eV energia szükséges, melyből a két disszociált hidrogén atom kinetikus energiájára 5,7 eV esik.

Poole (2) méréseket végzett ilyen elektron-ütköztetések ütközési keresztmetszetére és eredményül azt kapta, hogy az elektronütköztetéssel való disszociációnak határozott maximuma van

$$\frac{E}{p} = 26,5\text{-nél,}$$

ahol  $E$  az elektrosztatikus tér erőssége V/cm-ben és  $p$  a nyomás torrban. Ennél az értéknél a disszociált molekulák száma egységnyi energiára (1 eV) számítva

$$\eta = 0,06.$$

Ez azt jelenti, hogy kb. 17 eV-ra esik egy disszociáció. Minthogy egyetlen molekula disszociációjához szükséges energia kb. 10 eV, ez meglehetősen jó hatásfok. Egy 1000 V/cm-es teret véve, centiméterként minden egyes elektron 60  $H_2$  molekulát képes disszociáltatni. Ha  $W$  a cső teljesítménye wattokban, akkor könnyen kiszámítható a másodpercenkénti disszociációk teljes száma (nem véve számításba a rekombinációkat). Azt kapjuk, hogy

$$Q_H = 7,2 \cdot 10^{17} W,$$

ahol  $Q_H$  a másodpercenkénti H atomok száma, amelyek a disszociációs folyamatban létrejönnek. Figyelemreméltó, hogy ez az érték nem függ a cső térfogatától, csupán közvetve, a cső teljesítményén keresztül. Másrészt a nyomásnak  $p = 37,8$  torr-nak kell lennie, minthogy leszögeztük, hogy  $E = 1000$  V/cm.

A 37,8 torr nyomás szobahőmérsékleten

$$N_{H_2} = 1,3 \cdot 10^{18}$$

cm<sup>3</sup>-enkénti hidrogén molekulának felel meg.

Nagyon durva becslés azt adja tehát, hogy a fajlagos teljesítménynek (azaz a cső cm<sup>3</sup>-enkénti teljesítményének) nem kell többnek lennie, mint 2 watt/cm<sup>3</sup>. Ez azt jelenti, hogy az adott  $E$  értéknél az áramsűrűség 2 mA/cm<sup>2</sup> a katódon, ha a katód felülete azonos a cső keresztmetszetével.

A Paschen görbe szerint az adott értékek távol vannak a gáz átütési értékeitől, és ezért a kisülés veszélye a csőben nem áll fenn.

4 cm hosszú és 1 cm<sup>2</sup> keresztmetszetű csövet véve, a cső adatai a következők: feszültség 4 kV, áram 2 mA, teljesítmény 8 watt, hidrogén nyomás 37,8 torr.

Számot vetve a rekombinációs folyamattal is, (lásd pl. Eucken (3)) a számítások eredményeként — az adott körülmények között a cm<sup>3</sup>-enkénti hidrogén atomok számára vonatkozóan — egy ún. egyensúlyi értéket kapunk,

$$N_H = 4 \cdot 10^{15}\text{-t.}$$

Még diszkutálnunk kell az ütközések és az élettartamok hatását a berendezés működtetéséhez.

A gerjesztett nívók élettartama másodpercekben

$$\tau = \frac{3hc^3}{64\pi^4\nu_0^3|\mu_{03}|^2},$$

ahol  $h$  a Planck állandó,  $c$  a fény terjedési sebessége,  $\nu_0 = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ sec}^{-1}$  az 1240 Å hullámhosszúságú rezonancia vonal frekvenciája,  $\mu_{03}$  az átmeneti momentum,  $|\mu_{03}| = 2,4$  debye.



Ezekkel az értékekkel

$$\tau = 10^{-9} \text{ sec.}$$

Kiszámítva az ütközési élettartamot, arra az adott nyomáson, szobahőmérsékletnél

$$\tau_c = 0,83 \cdot 10^{-9} \text{ sec-ot kapunk.}$$

Minthogy az ütközés után az alnívók egyenletesen vannak betöltve elektronokkal, csak azt a periódust használhatjuk, mely az első ütközésig tart.

Most letárgyalhatjuk a folyamat dinamikáját. Ha az első ábrán vázolt esetet tárgyaljuk, az elektronok alpnívón létének valószínűségét  $t$  időpillanatban  $|a_0(t)|^2$ -tel, a legalacsonyabb gerjesztett nívón létének valószínűségét  $|a_1(t)|^2$ -tel és a harmadik gerjesztett nívón létének valószínűségét  $|a_3(t)|^2$ -tel jelölve, a folyamat kezdetekor  $a_0(0) = 1$   $a_1(0) = a_3(0) = 0$ .

A folyamatot leíró differenciálegyenletrendszer a következő (a spontán átmeneteket elhanyagolva):

$$\dot{a}_0(t) = \frac{\pi \mu_{03} E_{03}}{h} a_3(t),$$

$$\dot{a}_1(t) = \frac{\pi \mu_{13} E_{13}}{h \sqrt{2}} a_3(t),$$

$$\dot{a}_3(t) = \frac{-\pi \mu_{03}^* E_{03}}{h} a_0(t) - \frac{\pi \mu_{13}^* E_{13}}{h \sqrt{2}} a_1(t),$$

ahol a pontok az idő szerinti differenciálhányadosot jelentik,  $\mu_{03}$  és  $\mu_{13}$  az első ábrában megadott átmeneti dipól momentumok értékei,  $E_{03}$  a tápláló elektromágneses tér amplitúdója és  $E_{13}$  a jelenlevő mikrohullámú elektromágneses tér amplitúdója.

A differenciál-egyenletrendszer megoldása  $a_1(t)$ -re:

$$a_1(t) = \frac{-\sqrt{2} \mu_{13} \mu_{03}^* E_{13} E_{03} \sin^2 \left( \frac{\pi t}{2h} \right) \sqrt{|\mu_{03}|^2 E_{03}^2 + \frac{1}{2} |\mu_{13}|^2 E_{13}^2}}{|\mu_{03}|^2 E_{03}^2 + \frac{1}{2} |\mu_{13}|^2 E_{13}^2}$$

Minthogy a példánkban előforduló élettartamok nagyon rövidek, az  $a_1(t)$ -ben fellépő sinust az argumentumával helyettesíthetjük. Így ebben a közelítésben

$$|a_1(t)|^2 = \frac{\pi^4 |\mu_{13}|^2 |\mu_{03}|^2 E_{13}^2 E_{03}^2}{8 h^4} t^4.$$

Minthogy a legalacsonyabb gerjesztett nívó elektronokkal való betöltődésének megváltozása minden körülmények között össze van kapcsolva  $\nu$  frekvenciájú emisszióval, (amely frekvencia megfelel a legalsó és a harmadik alnívó közötti távolságnak) könnyen kiszámítható az emittált energia.

Minthogy az ütközésekben és az alapállapotra való átmenetben részt nem vevő elektronok aránya

$$e^{-t \left( \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_c} \right)},$$

az emittált energiát a következőképp írhatjuk:

$$\begin{aligned} P_e &= N_H h \nu \left( \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_c} \right) \int_0^\infty e^{-t \left( \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_c} \right)} \frac{d}{dt} |a_1(t)|^2 dt = \\ &= N_H h \nu \left( \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_c} \right)^2 \int_0^\infty e^{-t \left( \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_c} \right)} |a_1(t)|^2 dt = \\ &= \frac{3 \pi^4 N_H \nu |\mu_{13}|^2 |\mu_{03}|^2 E_{03}^2 E_{13}^2 \tau^3 \tau_c^3}{h^3 (\tau + \tau_c)^3}. \end{aligned}$$

$E_{03}$  és  $E_{13}$  összefüggésben van a fényenergiával,  $P_0$ -val és a bemenő mikrohullámú energiával,  $P$ -vel, ugyanis (minthogy a hidrogéncső keresztmetszete  $1 \text{ cm}^2$ )

$$P_0 = \frac{c}{8 \pi} E_{03}^2$$

avagy

$$E_{03}^2 = 8,4 \cdot 10^{-2} P_0,$$

ahol  $P_0$  wattokban megadott érték, továbbá

$$E_{13}^2 = 0,4345 \sin^2 \frac{\pi z}{4} \cdot P,$$

ahol  $P$ -t wattokban mérjük, és a számítást azon esetre végeztük el, amikor a hidrogéncső egy hengeres üregrezonátorban van elhelyezve, párhuzamosan az üreg tengelyével, 0,4802-szer akkora távolságnyra a tengelytől, mint az üreg sugara. Ebben a távolságban az elektromos tér erősségének  $TE_{011}$  módusnál maximuma van. Az üreg  $Q$ -ját továbbá 5000-nek vettük és a mikrohullámú frekvenciát 4 kHz-nek;  $z$  a henger tengelyével párhuzamos koordináta.

A fent megadott értékekkel végül a 4 cm hosszú hengeres üregre

$$P_e = 2,81 P_0 P,$$

ahol minden  $P$  érték wattokban van megadva.

$$\text{A nyereség } \frac{P_e}{P} = 2,81 P_0.$$

Ennek megfelelően 10 dB nyereségünk van 3,5 wattos  $P_0$ -nál.

Az a következő probléma, hogy miként állítsuk elő ezt a  $P_0$  teljesítményt a megfelelően körpoláros fény segítségével. A nehézség az, hogy a távoli ultraibolya tartományban nem nagy a választékunk polarizátorokban és  $\lambda/4$ -es lemezekben. Az egyetlen anyag, amely nem okoz számottevően nagy intenzitásvesztést, a  $LiF$ . Ennek megfelelően a következő optikai berendezésre van szükségünk.



Mindenekelőtt lineárisan poláros fényt állítunk elő egy  $LiF$  lapon Brewster szögben való visszaverődéssel. Ebben az esetben az intenzitás vesztesége igen nagy.  $LiF$ -dal a lineárisan polarizált fény az eredeti intenzitásnak csak 18%-a. Hogy jobbra körpoláros fényt állíthassunk elő a lineárisan polárosból,  $LiF$  Fresnel-prizmát alkalmazunk. Ez a Fresnel-prizma az eredeti fény intenzitásának használható részét kb. 1,6%-ra redukálja. Ez azt jelenti, hogy 10 dB-nyi nyereség elérése céljából egy kb. 220 watt/cm<sup>2</sup> 1240 Å hullámhosszúságú fényemissziójú hidrogén kisülési csövet kell használnunk a betápláláshoz. Megfelelő konstrukció esetén megépíthető egy ilyen kisülési cső (ezen nagy intenzitás megvalósulása természetesen csak a cső egy nagyon kis felületén szükséges.)

Mint hogy egy hidrogén kisülési csőben az emittált fény 47%-a a csövet az 1240 Å-ös hullámhosszon hagyja el, ezért csak egyet kell tennünk, egy  $LiF$  ablakot kell nyitnunk a csővön.

A rendszer zaja a következőkből tevődik össze: a hidrogén spontán emissziójából és az üreg zajából.

Az adott példában az előbbi zaj

$$P_n = 2,4 \cdot 10^{-15} \frac{P_e}{P},$$

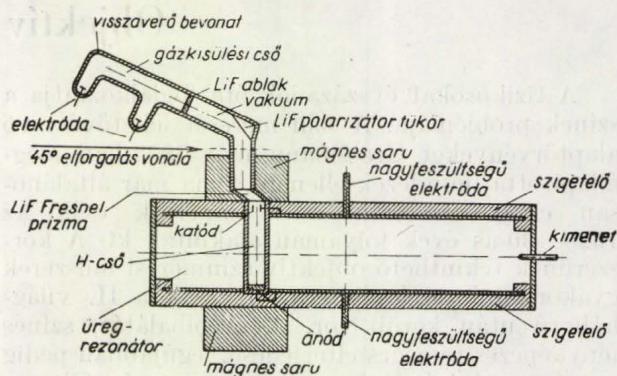
ahol  $P_n$  a spontán emittált teljesítmény wattokban.

Így a zajtényezőre,  $N$ -re a következő érték adódik:

$$N = 1 + \frac{P_n}{P_e} = 1 + \frac{2,4 \cdot 10^{-15}}{P}.$$

A fent megadott numerikus példát nem az optimális értékekre dolgoztuk ki. Csak arra való volt, hogy megmutassuk, manapság egy ilyen fototron technikai lehetősége mindössze tervezési probléma.

Egy 4 kHz-es fototron vázlatát a 3. ábrában adjuk. Balra van a speciális konstrukciójú hidrogén kisülési cső. Az elektródák platinából vannak, továbbá egy vékony jól visszaverő fémréteget párologtattunk a cső belső falára, hogy az emittált fényt a jobboldali  $LiF$  ablakra fókuszálhassuk. A fémréteg egy ellenálláson keresztül kapcsolódik a katódhoz, hogy ne zavarja a kisülést. A  $LiF$  ablaktól jobbra a fény egy nagy vakuumú csőbe jut, hogy megakadályozza az abszorpciót a levegőben. Ebben a csőben van elhelyezve egy  $LiF$  prizma, Brewster szögben. Az erről visszavert sugár lineárisan polározott. Ez a sugár ezután egy  $LiF$  Fresnel-prizmán halad át. Az ábra síkja el van forgatva 45°-kal a Brewster- és Fresnel-prizmák között, a pontozott vonal mentén. A Fres-



3. ábra

nel-prizmáról a körpoláros fény a csőbe kerül. Ez a cső el van látva egy olyan katóddal, mely a fényt lényeges veszteség nélkül engedi át, (pl. gyűrű alakúra képezett katóddal) továbbá egy anóddal, mely tükröző felületűvé van kiképezve, hogy a róla visszavert fényt is hasznosíthassuk. Ez a hidrogéncső egy hengeres üregrezonátor terében van ott, ahol az elektromos tér maximális. Az üreget például a  $TE_{011}$  módusban használjuk, de minden  $TE_{omn}$  módusban is használható. Ezen módusok azzal a közös tulajdonsággal rendelkeznek, hogy nincsen felületi áram a hengernek zárósíkjai és az oldalfala között, így feszültséget helyezhetünk a két zárósík közé.

Példánkban a henger magassága 4 cm, a feszültség  $\pm 2$  kV a zárósíkokon, az oldalfalhoz képest. Nagyon elővigyázatosnak kell lennünk az üreg különböző alkatrészei szigetelésének tervezésénél. A mágneses teret egy elektromágnes hozza létre, a pólusok egyikét perforálni kell az optikai berendezés elhelyezése céljából. Az üregnek egy hurok-kicsatolása és ha erősítőnek használjuk, egy hurok becsatolása is van.

A fent körvonalazott fototronnak megvan az az előnye, hogy magas frekvenciákon is használható egy egyszerű arányos méretváltoztatással, az egyetlen korlátja ennek a két zárólap közötti átütési szilárdság.

Az adott példa mindössze egy leegyszerűsített példa volt, azonban mindazokat a problémákat tartalmazza, melyek felmerülhetnek egy fototron tervezésénél.

dr. Hoffmann Tibor

Távközlési Kutató Intézet  
és Központi Fizikai Kutató Intézet

#### IRODALOM

1. J. Brossel és A. Kastler, Comptes Rendus A. Sc., 229, 1213 (1949).
2. H. G. Poole, Proc. Roy. Soc. A, 163, 424 (1937).
3. A. Eucken, Lehrbuch der Chemischen Physik, II/1. pp. 408 és 448, (Leipzig 1943.).



## Objektív színmérés

A fizikusokat évszázadok óta foglalkoztatja a színek problémája. A szín mérését lehetővé tevő alaptörvényeket Grassmann már 1853-ban megállapította, mindezek ellenére a ma már általánosan elfogadott színmérési alapelvek csak az 1920–30-as évek folyamán alakultak ki. A korszerűnek tekinthető objektív színmérési műszerek gyakorlati kivitelezésére pedig csak a II. világháború után került sor. A távolbalátás, színes fényképezés tömeges elterjedése, legújabbán pedig a színes távolbalátás megvalósítása és főleg a fotoelektromos mérőműszerek nagymértékű fejlődése következtében az objektív színmérés bevonult a mérés technika napi problémái közé. A legutóbbi évek folyamán számos részletes kézikönyv [1] jelent meg a színméressel, szintannal kapcsolatban, az optikai folyóiratokban megjelenő közlemények jelentős része szintani kérdésekkel foglalkozik. A hazai szakirodalomban néhány rövidebb ismertető után, melyek közül különösen Somkuti [2] munkáját kell kiemelnünk, 1956-ban megjelent Hruska [3] kézikönyve.

Jelen közleményünkben rövid tájékoztatót szeretnénk adni az objektív színmérés alapelveiről, továbbá az Intézetünkben megvalósított mérőberendezésekről és az alkalmazott mérési eljárásokról.

A színlátás az ember szempontjából részben fizikai, részben fiziológiai, részben lélektani szubjektív folyamat, mely különböző erősségű és hullámhosszúságú fény hatására jön létre. Közleményünkben azonban csak nagyon keveset foglalkozhatunk a kérdés fiziológiai vonatkozásaival; inkább a színérzeteket létrehozó ingerek objektív meghatározására és számszerű mérésére fektettük a súlyt. Azt a kissé szokatlan tárgyalásmódot fogjuk követni, hogy az emberi szemet sugárzás indikátornak tekintjük, melynek meghatározott színképi érzékenységi karakterisztikája van. A Nemzetközi Világítástechnikai Bizottság (C. I. E.) 1931-ben sok megfigyelő személyen végzett gondos mérések feldolgozása után megállapította az átlagos emberi szemnek, ennek a közleményünkben szereplő „fotocellának” a karakterisztikáit.

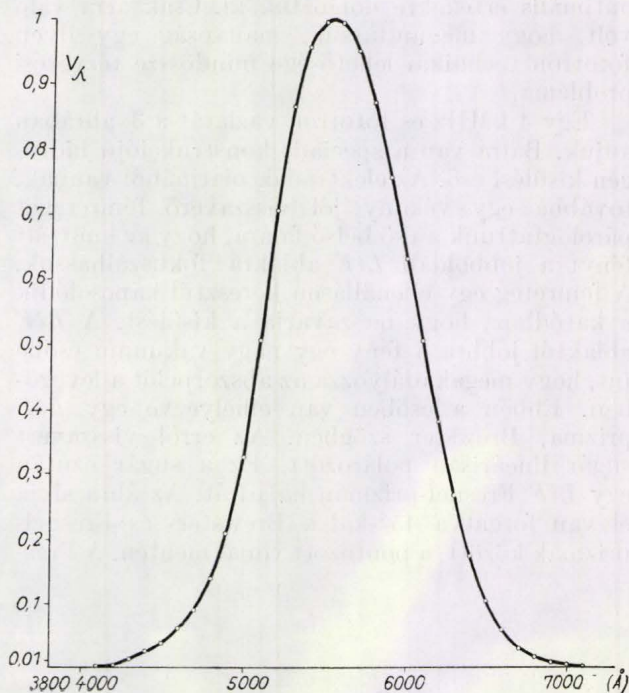
### *Az emberi szem néhány tulajdonsága*

Ismertes, hogy a színes látást a 3800–7700 Å hullámhossztartományba eső fény hozza létre. Fizikai szempontból a szín különböző hullámhosszúsághoz tartozó különböző erősségű fény keveréke. Fiziológiai szempontból a szín látószervünkre ható, egy, vagy több fénysugár által létrehozott inger. Lélektani szempontból a szín a látószerv által az agyban létrehozott érzet. A szemünkbe bejutó sugárzás színképi energiaeloszlása egyértelműen meghatározza a színérzetet és így elvben alkalmas a színérzet objektív jellemzésére, meghatározására. A későbbiekben látni fogjuk, hogy a színek objektív mérésénél tény-

legesen a színképi energiaeloszlásból kell kiindulnunk, a fizikában és mérés technikában azonban arra törekszünk, hogy minden jelenséget a lehetőség szerint kevés, egyszerű és alapszempontból levezethető számmal jellemezzünk. Nyilvánvaló, hogy ebből a szempontból nagyon kedvezőtlen lenne a színérzeteket egy görbével jellemezni, melynek gyakorlati megközelítése legalább 30–40 adat megadását tenné szükségessé.

Minthogy a színlátás fiziológiai jelenség, a színérzetek számszerű jellemzésénél célszerű a szem és a látás néhány tulajdonságából kiindulni. Az emberi szem nem egyformán érzékeny a különböző hullámhosszúságú fényre, hanem a fotocellákhoz hasonlóan színképi érzékenységi görbéje van. Az 1. sz. ábra mutatja az átlagos emberi szem színképi érzékenységi görbéjét. Sajnos a fotocellákkal szemben lényeges hátránya az emberi szemnek, hogy színképi érzékenységi görbéje függ a sugárzás erősségétől. Az érzékenységi görbe igen kis intenzitásnál (szürkület) a rövidebb hullámhosszak felé tolódik el.

A színérzeteket létrehozó fényingereket fény váltja ki, a fény lehet fényforrások közvetlen fénye vagy az egyes tárgyak által átengedett, vagy visszavert fény. Fizikai szempontból a fényt azáltal jellemezhetjük, ha megadjuk, hogy a  $\lambda$  és  $\lambda + \Delta\lambda$  hullámhosszak közé eső tartományba hány mW teljesítmény esik, vagyis, ha megadjuk a sugárzás teljesítményeloszlási görbéjét abszolút egységekben. Ha ezt a görbét a szem színképi érzékenységi görbéjével kombináljuk, akkor olyan mérőszámhoz jutunk, mely a fényforrás fénysűrű-



1. ábra. A  $V_\lambda$  szemérzékenységi görbe



ségével, továbbá „fotocellánk” fotoáramával arányos. A fény-inger az agyban részben világosság érzetét, részben a szín érzetét kelti. A végtelen sok lehetséges színeképi energiaeloszlás elvben végtelen sok lehetséges színnek felel meg, az emberi szem tulajdonságai miatt azonban a helyzet nem ennyire bonyolult. Egyrészt különböző energiaeloszlású színeképek létrehozhatják ugyanazt a színhatást, másrészt viszont az emberi szem színmegkülönböztető képességének is határai vannak. Tapasztalati tény, hogy két, vagy több szín (adott színeképi energiaeloszlású fény) együttes hatása, keverése más színérzeteket hoz létre, a színhatások tehát szuperponálhatók.

A színes látás három alaptörvényét Grassmann állapította meg (l. Bouma könyvét), ezek a következők:

1. Bármely szín előállítható három megfelelően választott alapszín keverékeként. A „megfelelően választott” kifejezés azt jelenti, hogy a három alapszín független, egyik sem állítható elő a két másik keverékeként.

2. Ha két különböző fény keveréke színérzetet hoz létre, akkor ezen színérzet változatlan marad, ha a fénysűrűségek értékeit ugyanazzal a tényezővel szorozzuk. A színérzet független a fénysűrűségtől. (Ez a törvény csak bizonyos küszöbérték ( $3 \cdot 10^{-4}$ sb felett) érvényes).

3. Két szín keverésével előállított keveréket az összetevők színe határozza meg, azok színeképi összetételétől függetlenül. Ha két szín három adott alapszín meghatározott arányú keveréke, akkor a két szín keveréke is előállítható a három alapszín keverésével.

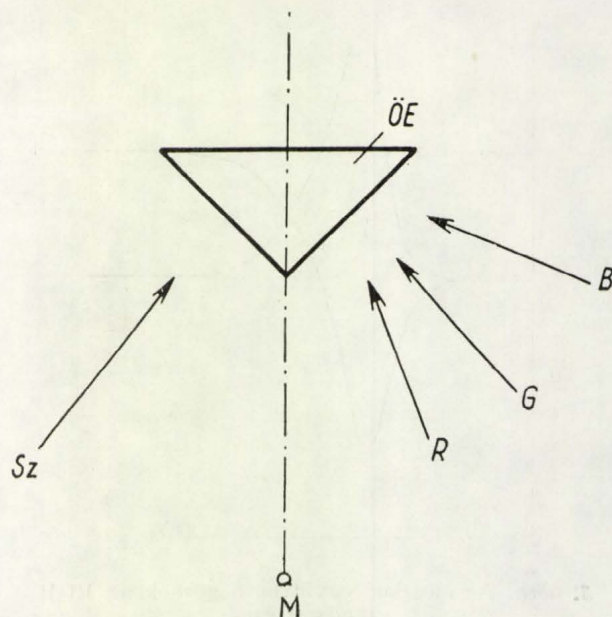
A Grassmann-törvények empirikus, fiziológiai törvények. A törvényekből kitűnik, hogy általában bármely szín jellemzéséhez három adat (például az alapszínek fénysűrűsége) szükséges. A színlátás folyamatai még távolról sincsenek felderítve, ismeretes azonban, hogy lényeges szerepe van a látóbíbornak és a csapocskáknak. Érdekes ezzel kapcsolatban Studnitz megfigyelése, aki a csapocskák abszorpciós görbéjén három maximumot talált 4700, 5600 és 6700 Å-nél, a látóbíbor maximuma pedig 5100 Å-nél van.

### Színek számszerű jellemzése

#### a) Az RGB rendszer

A Grassmann-törvények alapján lehetőség nyílik a színek számszerű jellemzésére. Ennek érdekében fel kell először vennünk három alapszín, majd meg kell határozni, hogy a különböző hullámhosszúságú fény által okozott színinger az alapszínek milyen mértékű keverésével állítható elő. Ezen adatok meghatározása kísérleti feladat. A 2. ábrán mutatjuk be a kísérleti elrendezést.

Diffuzan reflektáló fehér ernyő egyik felét a vizsgált  $\lambda$  hullámhosszúságú fénnyel világítjuk meg, másik felét pedig a három alapszín megfelelő arányú és intenzitású keverékével. A kísérletet végző megfigyelő személy úgy állítja be a három



2. ábra. A színösszetevők mérésének optikai elrendezése. Jelölések: ÖE = összehasonlító ernyő; Sz = vizsgált szín; M = megfigyelő személy; R, G és B = beállítható alapszínek

alapszínű fény intenzitását, hogy az ernyő két fele közötti (világosság- és szín-)különbség eltűnjék. A XIX. század vége óta számos ilyen jellegű vizsgálatot végeztek. 1931-ben a C. I. E. a nagyszámú kísérleti anyagot rendezte és szabványosította. A 2. sz. ábrán feltüntetett elrendezésnél a C. I. E. a következő három hullámhosszat választotta alapszínnek:

$$R = 7000 \text{ Å (rot)} \quad G = 5461 \text{ Å (grün)}$$

$$B = 4358 \text{ Å (blau)}$$

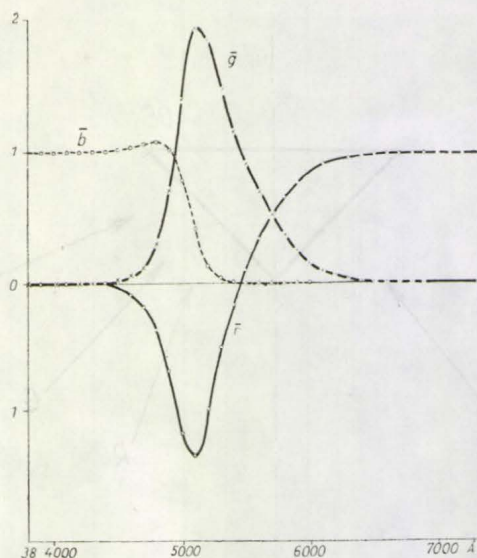
A három alapszín ilyen megválasztása önkényes és bizonyos hátrányokkal jár, de a rendelkezésre álló fényforrások szempontjából mégis célszerű. A kék és a zöld alapszín nagyintenzitású higanyvonalak, melyek szűrőkkel könnyen elkülöníthetők. A vörösben az emberi szem színmegkülönböztető képessége lényegesen gyengébb, ezért kevésbé fontos a hullámhossz nagy pontosságú beállítása. A fényforrás lehet megfelelő szűrővel ellátott izzólámpa.

A 2. sz. ábra baloldali látómezején a  $\lambda$  hullámhosszúságú fény L fénysűrűségű Sz színt hoz létre, az R, G, B alapszínek  $r'$ ,  $g'$ ,  $b'$  arányú keverésével elérjük, hogy a két látómező különbsége eltűnjék. Az első Grassmann-törvény szerint:

$$LSz = r'R + g'G + b'B. \quad (1)$$

Természetesen ez az egyenlőség csak szimbolikus és nem matematikai. Az  $r'$ ,  $g'$  és  $b'$  mennyiségeket színösszetevőkné nevezüik. Ezek az Sz színt és annak fénysűrűségét jellemzik. Értékük attól függ, hogy hogyan választjuk meg az R, G, B alapszíneket előállító fényforrások intenzitását.





3. ábra. Az eloszlási együttható görbék az RGB rendszerben

A C. I. E. által bevezetett RGB rendszerben az intenzitásokat úgy választották meg, hogy a fényforrások által kisugárzott energiák aránya:

$$E_r : E_g : E_b = 70,2 : 1,397 : 1,00$$

a fénysűrűségek aránya pedig:

$$L_r : L_g : L_b = 1 : 4,59 : 0,06$$

Ezekkel a látszólag önkényesen választott arányokkal sikerült elérni, hogy az ideális fehér fényt, melynek színképi energiaeloszlása tökéletesen egyenletes, a három alapszín egyenlő arányú keverésével lehet előállítani.

Az (1) képlethez hasonlóan a 2. és 3. Grassmann-törvényt is kifejezhetjük:

$$nL_s z = nr'R + ng'G + nb'B, \quad (2)$$

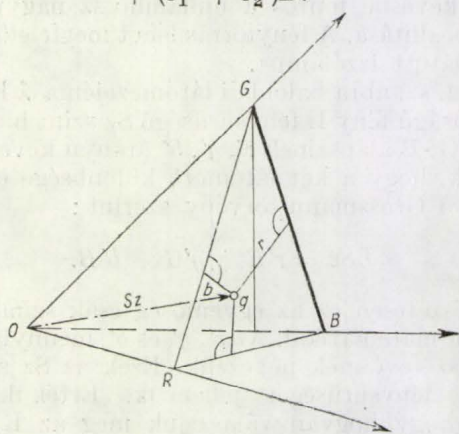
továbbá, ha

$$L_1 S z_1 = r_1' B + g_1' G + b_1' B,$$

$$L_2 S z_2 = r_2' R + g_2' G + b_2' B,$$

akkor

$$L_1 S z_1 + L_2 S z_2 = (r_1' + r_2') R + (g_1' + g_2') G + (b_1' + b_2') B. \quad (3)$$



4. Színek vektoriális ábrázolása

A három Grassmann-törvény magában foglalja azokat az alapelveket, amelyek lehetővé teszik bármilyen színű illetőleg színképi energiaeloszlású fény  $r'$   $g'$   $b'$  összetevőinek meghatározását. Az első feladat ezzel kapcsolatban színösszetevők meghatározása különböző hullámhosszúságú és egységnyi energiasűrűségű fény (egyenlő energiájú színkép) esetén. A vizsgálatok azt mutatták, hogy a színkép legnagyobb részén csak olyan módon sikerült a két látómező közti különbséget eltüntetni, hogy az egyik vagy esetleg két alapszínt előállító fényforrást át kellett vinni a látómező bal oldalára, ami az egyes  $r'$   $g'$   $b'$  színösszetevők negatív értékének felel meg. A 3. ábrán tüntettük fel az egyenlő energiájú színkép színösszetevőit, melyeket  $\bar{r}$ ,  $\bar{g}$ ,  $\bar{b}$ -vel jelölünk és eloszlási együtthatóknak nevezzük.

Az (1–3) egyenletek módot adnak arra, hogy a színértékeket térbeli koordináta-rendszerben ábrázoljuk, ha felvesszünk egy olyan három-tengelyű koordináta-rendszert, melynek három tengelye, három alapvektora a három alapszínnek felel meg. A  $\lambda$  hullámhosszúságú fényt ekkor egy olyan vektor ábrázolja, melynek iránya Sz-nek felel meg.

A vektor abszolút értéke a fényforrás erősségével (felületi fényforrás esetén annak fénysűrűségével) függ össze, de nem egyszerű arányosság alapján. Valamely fényforrás színvektorának teljes jellemzéséhez a fénysűrűséget is meg kell adni. Az alapszínek fénysűrűsége összegeződik, így a felvett alapegységek következtében

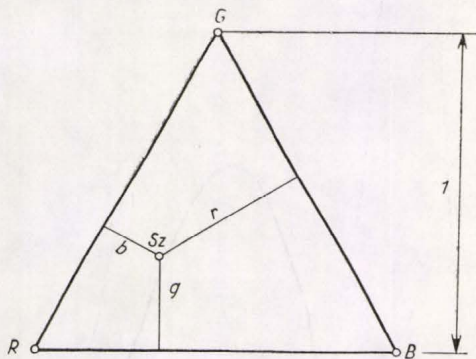
$$L = r' + 4,59 g' + 0,06 b'. \quad (4)$$

Amint a (4) képletből kitűnik, L nem egyszerűen arányos a színvektor hosszával, de lineárisan változik annak komponenseivel. A 2. Grassmann-törvény következtében viszont egy meghatározott szín esetében a hozzátartozó vektor abszolút értéke már arányos L-lel. Grassmann törvényei szerint a koordináta-rendszerben nemcsak egy, hanem kettő vagy tetszőleges számú különböző hullámhosszúságú és intenzitású fény keveréke is jellemezhető, a színkeveréket azonban a vektorok összeadási szabálya szerint kell összeállítani.

Természetesen nem szükséges, hogy a három alapvektor merőleges legyen egymásra. A 4. ábrán ábrázolunk egy ilyen koordináta-rendszert, ahol az alapvektorok egyenlő hegyesszögeket zárnak be egymással. A három alapvektor által alkotott térrész belsejében helyezkednek el azok a színek, melyek az alapszínek additív keverésével állíthatók elő. Általában arra törekszünk, hogy a fizikai mennyiségeket ne a térben, hanem a lehetőségek szerint síkban ábrázoljuk. Ha a három alapszínvektor által alkotott gúát a vektorok végpontjában egy síkkal elmetsszük, akkor egyenlő oldalú háromszöget kapunk, melyet az alapszínek valamely keverékének megfelelő vektor a P pontban metsz, a szín tehát ebben az esetben egy ponttal jellemezhető. Az 5. ábrán külön megrajzoltuk ezt a háromszöget olyan léptékben, hogy



annak magassága egységnyi legyen. Ebben a háromszögben a P pont helyzete az  $r, g, b$  távolságokkal jellemezhető.



5. ábra. Az RGB színháromszög

Kimutatható, hogy

$$\begin{aligned} r : g : b &= r' : g' : b', \\ r &= \frac{r'}{r' + g' + b'}, \\ g &= \frac{g'}{r' + g' + b'}, \\ b &= \frac{b'}{r' + g' + b'}, \end{aligned} \quad (5)$$

továbbá :

$$r + g + b = 1. \quad (5a)$$

Színvektorunkat tehát  $r, g, b$  mérőszámokkal tudjuk jellemezni háromszögünkben, melyet színháromszögnek nevezünk. Az  $r, g, b$  mérőszámok (ellentétben az  $r', g', b'$  számokkal) függetlenek a fénysűrűségtől. A  $r, g, b$  számokat az Sz szín színkoordinátáinak nevezzük.

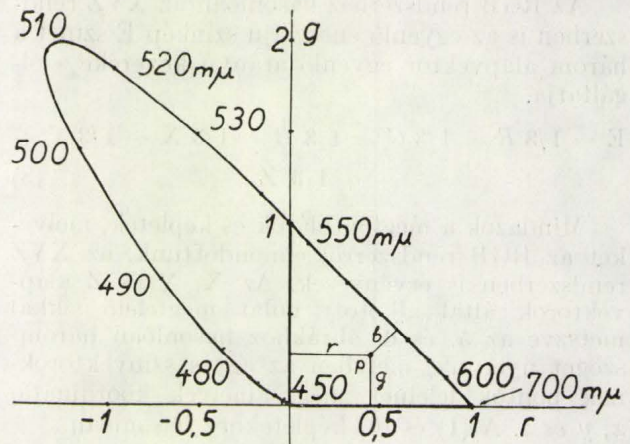
Valamely színt tehát a következő egyenlettel jellemezhetünk :

$$Sz = rR + gG + bB. \quad (6)$$

A (6) egyenletből következik, hogy valamely színpont helyzete a színháromszögben két független adattal jellemezhető. Itt kell megemlítenünk, hogy a három alapvektor nem feltétlenül egyenlő szöget zár be és az általuk alkotott gúlat olyan síkkal is elmetszhetjük, mely derékszögű háromszöget eredményez (6. ábra). Az előzőkhöz hasonlóan a P pont koordinátái itt is  $r, g, b$ .

Az RGB rendszernek nagy hátránya, hogy a színek jelentős részének negatív mérőszámok, negatív koordináták felelnek meg, vagyis a színek jelentős részéhez tartozó színpontok a háromszögön kívül esnek. A 6. ábrán feltüntettük a színek-görbét is. Az ábrában felrajzoltuk az egyenlő energiájú fehér fényforrás E színpontját is, melynek koordinátái :  $r = g = b = 1/3$ .

Az eddigiek alapján a színes látás folyamatát úgy tekinthetjük, hogy az emberi szem három különböző színek érzékenységi miniatűr fotocellák halmazából van felépítve, hasonlóan a



6. ábra. A színek-görbe a derékszögű RGB színháromszögben

színes televízióban használatos képfelvető csövekhez. Agyunk a színeket úgy érzékeli, hogy a három „fotocella” fotoáramának arányát méri. Az RGB rendszer és a hozzátartozó alapingerérték görbék negatív szakaszai azonban azt mutatják, hogy ez a rendszer nagyon távol áll a szem fotocelláinak színek érzékenységi görbéjétől.

Részen az RGB rendszerben fellépő elkerülhetetlen negatív koordináták, részben egyéb később részletezendő előnyök miatt a C. I. E. 1931-ben az RGB rendszer mellett egy másik, a gyakorlati használatnak lényegesen jobban megfelelő XYZ színkoordináta-rendszer bevezetését javasolta.

#### b) Az XYZ rendszer

Az XYZ rendszer alapvektorai nem a természetben előforduló valódi színek, hanem virtuális színek. Az XYZ alapvektorok az RGB rendszerből koordinátatranszformációval állíthatók elő. Az új rendszer három alapvektora olyan nagy szögeket zár be egymással, hogy nemcsak az RGB rendszer alapvektorait foglalja magába, hanem a színek összes színét is. Az XYZ rendszerben tehát negatív koordináták nem fordulnak elő. A szín-mérések alapjául szolgáló egyenlő energiájú színek alapingerérték-méréseit természetesen csak valódi alapszínek segítségével lehet elvégezni, ezek az adatok az RGB rendszerrel kapcsolatban viszont már rendelkezésre állottak, tehát első sorban az RGB és az XYZ rendszer kapcsolatát kellett megállapítani. Ezt a következő három egyenlet adja meg :

$$\begin{aligned} X &= 2,364 R - 0,515 G + 0,005 B \\ Y &= -0,896 R + 1,426 G - 0,014 B \\ Z &= 0,468 R + 0,088 G + 1,009 B \end{aligned} \quad (7)$$

Az XYZ rendszer további előnye az RGB rendszerrel szemben a fénysűrűség meghatározásánál mutatkozik. Míg az RGB rendszerben L-et a (4) képlet segítségével kell számítani, az XYZ rendszerben L közvetlenül arányos a színvektor Y komponensével ;



Az RGB rendszerhez hasonlóan az XYZ rendszerben is az egyenlő energiájú színek  $E$  színét a három alapvektor egyenlő arányú keveréke szolgáltatja.

$$E = 1/3 R + 1/3 G + 1/3 B = 1/3 X + 1/3 Y + 1/3 Z \quad (8)$$

Mindazok a megfontolások és képletek, melyeket az RGB rendszerről elmondottunk, az XYZ rendszerben is érvényesek. Az  $X$ ,  $Y$  és  $Z$  alapvektorok által alkotott gúlát megfelelő síkkal metszve az 5. és 6. ábrákhoz hasonlóan háromszöget nyerünk, melyben az egyes színvektoroknak pontok felelnek meg, amelyek koordinátái  $x$ ,  $y$  és  $z$ . A (1) és (6) képletekhez hasonlóan

$$LSz = x'X + y'Y + z'Z$$

$$L = y'$$

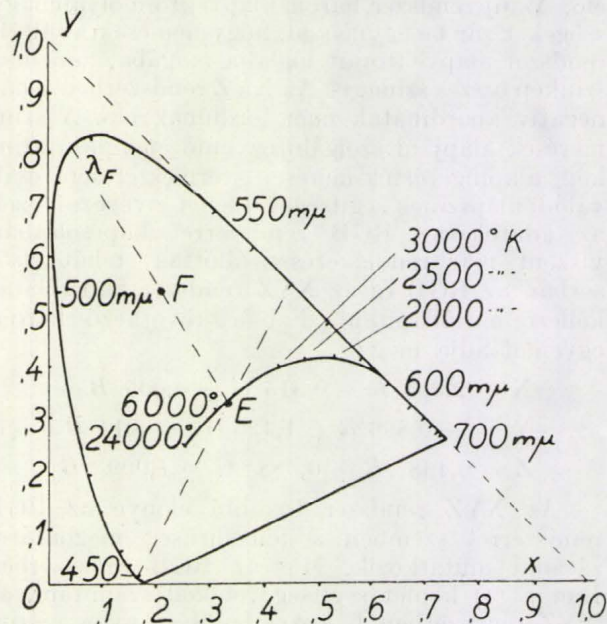
valamint

$$Sz = xX + yY + zZ \quad (9)$$

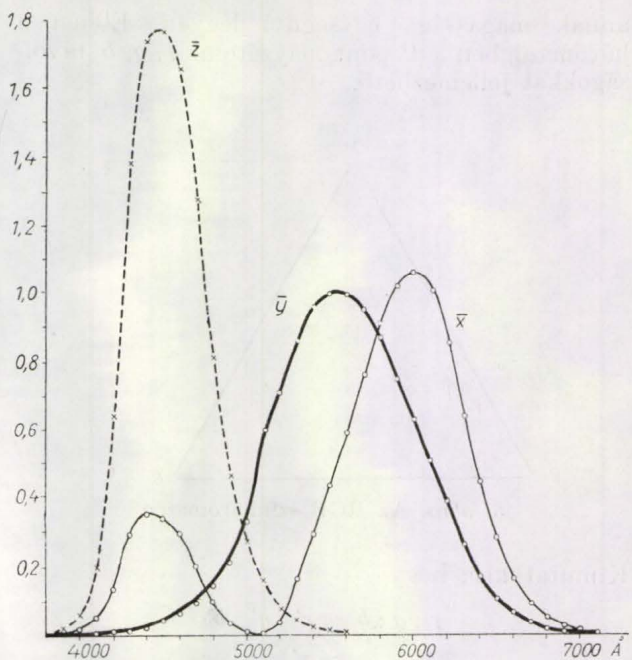
ahol  $x'$ ,  $y'$  és  $z'$  az  $Sz$  szín összetevői,  $x$ ,  $y$  és  $z$  színek koordinátái. A (7) és (8) képletekből következik, hogy

$$\begin{aligned} x &= \frac{0,49r + 0,31g + 0,20b}{0,67r + 1,13g + 1,20b}, \\ y &= \frac{0,18r + 0,81g + 0,01b}{0,67r + 1,13g + 1,20b}, \\ z &= \frac{0,01g + 0,99b}{0,67r + 1,13g + 1,20b}. \end{aligned} \quad (10)$$

A 7. ábrán ábrázoltuk a 6. ábrának megfelelő derékszögű színháromszöget, melynek két befogója az  $x$  és  $y$  tengely. A gyakorlatban ezeknek a színháromszögeknek a használata terjedt el a leginkább. A háromszögbe berajzoltuk a színek



7. ábra. Az XYZ színháromszög



8. ábra. Az eloszlási együttható görbék az XYZ rendszerben

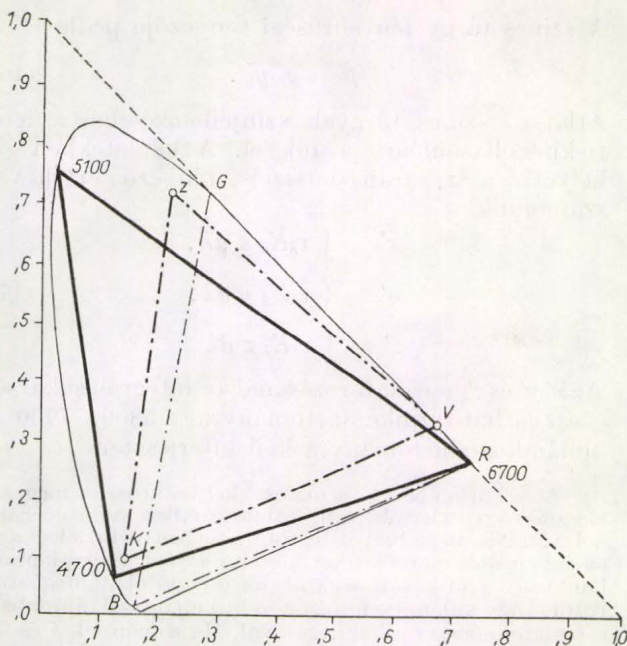
görbét, valamint az  $E$  fehér pontot is. Valamely fényforrás színének teljes jellemzéséhez a két független  $x$  és  $y$  színek koordináta mellett a fénysűrűség megadása is célszerű. Az utóbbi  $y'$ -vel jellemezhető.

A transzformációs számítások segítségével megállapították az egyenlő energiájú színek  $\bar{x}$ ,  $\bar{y}$  és  $\bar{z}$  eloszlási együtthatóit. Ezeket a görbék a 8. ábrán tüntetjük fel. A (8) képletnek megfelelően az egyes görbék alatti területek megegyeznek egymással. A fénysűrűség  $y'$ , illetőleg ennek megfelelően  $\bar{y}$ -nal arányos. Ez kifejezésre jut a 8. ábrán azáltal, hogy az  $\bar{y}$  görbe megegyezik az 1. ábrán megadott szemérékenységi görbével.

Az XYZ színek koordinátarendszer gyakorlatilag kiszorított minden más színmérő rendszert. Ez a rendszer azonban, mely képzetes alapszínekkel dolgozik, szintén nem felelhet meg az emberi szem „fotocelláinak”, ennek ellenére a színek számszerű jellemzésére kiválóan bevált. Nem érdektelen megemlíteni, hogy az 1950-es években megvalósított színes televízió három alapszín használt, melyeket vörös, zöld, illetve kék színben világító lumineszkáló anyagok segítségével állít elő. Ennek a rendszernek a három alapszín-pontja olyan háromszöget alkot, mely kedvezőbb, mint az RGB rendszer és a televízió jelenlegi követelményeinek megfelelően kielégítő színviSSzaadást tesz lehetővé. A 9. ábrán összehasonlítás céljából egymásra rajzoltuk a három különböző rendszer színpontjait.

A színes televízió színháromszöge sem foglalja azonban magában a valódi színek teljes tartományát. A tökéletesebb színviSSzaadás megfelelőbb színben világító lumineszkáló anyagoktól várható, ezek azonban jelenleg nem ismeretesek. A 9. ábrán feltüntettük a 4700, 5100 és 6700 Å





9. ábra. Az XYZ, RGB, a színes televízióban használatos VZK színháromszögek összehasonlítása és az emberi szem „fotocelláinak” színpontjai

hullámhosszakhoz tartozó színpontokat is, melyek az emberi szem látóbíborának és csapocskáinak abszorpciós maximumaihoz tartoznak. Az így kapott színháromszög a 9. ábrán a legnagyobb mértékben fogja át a valódi színek tartományát. Ez tehát egy olyan rendszert alkot, melyben az alapszínek valódiak és negatív színkoordináták alig fordulnak benne elő. Az emberi szem „fotocellái” ehhez állnak a legközelebb.

Az RGB rendszerhez hasonlóan az XYZ koordináta-rendszerben is két tetszőleges szín keveréke a hozzájuk tartozó színvektorok vektoriális összegével állítható elő, mely a két vektor síkjába esik. A két komponens vektor síkja a színháromszög síkját egy egyenesben metszi, mely a komponens színek pontjait összeköti. Az eredő színpont is a két komponens összekötő egyenesére esik, helyzetét a két komponens aránya szabja meg. A színháromszögben végtelen sok pontpárt választhatunk ki úgy, hogy azok összekötő egyenesé átmenjen az E ponton. Ekkor a két szín keverésével fehér szín állítható elő, a két színt komplementernek nevezzük. A 7. ábrán példaképpen bejelöltünk két komplementer spektrális színt (4500 és 5700 Å).

A színháromszögnek ezen tulajdonságát felhasználhatjuk valamely színnek az eddiginél szemléletesebb jellemzésére. Válasszunk ki egy F pontot a háromszögben, rajzoljunk ezen és az E ponton keresztül egy egyenest. Az egyenes a színek görbét a  $\lambda_F$  hullámhosszú színekpontonál metszi, vagyis az F pont előállítható a  $\lambda_F$  monokromatikus fény és fehér fény keverése segítségével.  $\lambda_F$ -et az F szín jellemző hullámhosszának nevezzük. A szín teljes jellemzéséhez itt is három adat szükséges, a  $\lambda_F$  mellett meg kell adnunk a fehér és a monokromatikus fény keve-

rési arányát, továbbá a fénysűrűséget. Ezek az adatok grafikusan, vagy számítással meghatározhatók, közleményünkben nem térhetünk ki azonban további részletkérdésekre és az [1–3]-ban felsorolt kézikönyvekre kell utalnunk.

Egy másik szemléletes színjellemezési módszer a színhőmérséklet megadása. A 7. ábrán feltüntettük a fekete (Planck-féle) sugárzó színpontjait is a hőmérséklet függvényében. Számos fényforrás (pl. izzólámpák) színeképi energiaeloszlása igen közel áll a fekete sugárzáséhoz, ezért ezen fényforrásokat úgy is jellemezhetjük, ha megadjuk az azonos szint létrehozó fekete sugárzás hőmérsékletét, melyet színhőmérsékletnek nevezünk. Külön ki kell hangsúlyoznunk, hogy színhőmérsékletről csak abban az esetben célszerű beszélni, ha fényforrás színpontja közel áll a fekete sugárzás színgörbéjéhez.

#### A színjellemező számok meghatározása

A színmérés feladata, valamely elsődleges, vagy másodlagos fényforrás színjellemezőinek szám-szerű meghatározása. Az elsődleges fényforrás lehet bármilyen (tetszőleges méretű) világító felület, izzólámpa, lumineszkáló réteg, stb. Másodlagos fényforrások a színes tárgyak, melyekről reflexió, vagy transzmisszió útján jut fény a szemünkbe. A színmérés szempontjából csupán a mérés elrendezésében mutatkozik különbség az elsődleges és másodlagos fényforrások között, a szín jellemzésénél azonban másodlagos fényforrások esetén néhány kérdést még tisztáznunk kell.

Az [1–3] kézikönyvek számos szubjektív színmérési eljárást, vizuális összehasonlító módszert ismertetnek. Közleményünkben kizárólag objektív mérési módszerekkel foglalkozunk és két mérőmódszerre térünk csak ki, a spektrofotométeres és a fotocellás mérési eljárást ismertetjük.

A mérések alkalmával elsősorban a vizsgált primér vagy másodlagos fényforrás színeképi energiaeloszlását, az  $E_\lambda$  függvényt kell megállapítani. Erre a célra a spektrofotométer szolgál. Az  $E_\lambda$  ismeretében  $x'$ ,  $y'$  és  $z'$  közvetlenül kiszámíthatók. A színeképet  $d\lambda$  hullámhosszú szakaszokra bontjuk és feltételezzük, hogy  $E_\lambda$ , valamint az alapinger-értékek elhanyagolhatóan kismértékben változnak a  $d\lambda$  intervallumokban. Alkalmazva a Grassmann-féle alaptörvényeket, a színösszetevőket a következő összegek, integrálok szolgáltatják:

$$\begin{aligned} x' &= \int E_\lambda \bar{x} d\lambda, \\ y' &= \int E_\lambda \bar{y} d\lambda, \\ z' &= \int E_\lambda \bar{z} d\lambda. \end{aligned} \quad (11)$$

A színkoordinátákat az (5) képlethez hasonlóan számítjuk:

$$\begin{aligned} x &= \frac{x'}{x' + y' + z'}, \\ y &= \frac{y'}{x' + y' + z'}, \\ z &= \frac{z'}{x' + y' + z'}. \end{aligned} \quad (12)$$



$y'$  a fénysűrűséggel közvetlenül arányos. Ha a fényforrás sugárzása sűrűsége  $E_\lambda d\lambda$  W/cm<sup>2</sup>, akkor, mivel  $\bar{y} = V_\lambda$ , az  $M$  fajlagos fényáram

$$M = y' \cdot 680 \text{ lm/cm}^2. \quad (13)$$

Egyenletesen szóró felület (Lambert-féle felület) esetén pedig az  $L$  fénysűrűség

$$L = M/\pi. \quad (13a)$$

Ismeretes, hogy  $V_\lambda = 1$  a  $\lambda = 5550 \text{ \AA}$  hullámhossznál, a sugárzás fényhasznosítása pedig ennél a hullámhossznál MacAdam legújabb mérése szerint 680 lm/w.

Színes tárgyak színének jellemzésénél a tárgyak által visszavert, vagy átengedett fény színképi eloszlása függ a tárgyat megvilágító primer fényforrás színképi energiaeloszlásától. Ezen a téren tehát rögzíteni kell a színmérés feltételeit. A színméréseknél néhány fényforrást szabványosítottak erre a célra, a leggyakrabban az A és C szabványos fényforrásokat használják, ritkábban a B és E szabványos fényforrásokat. Az A fényforrás 2848° K színhőmérsékletű izzólámpa. Különböző optikai szűrőkkel kombinálva (megfelelő rétegvastagságú folyadék szűrők) előállítható olyan színképi eloszlás, mely magasabb színhőmérsékletnek felel meg. Az egyes szabványos fényforrástípusok színhőmérséklete a következő: B 4800° K, C 6000° K, E 5800° K. A szabványos E fényforrás színképe áll a legközelebb az egyenlő energiájú színképhez. A tökéletesen egyenletes energiaeloszlást megvalósítani rendkívül nehéz.

Fényvisszaverő tárgyak színjellemezésénél lényeges szerepe van a visszaverési tényező spektrális eloszlásának.  $\rho_\lambda$ -t összehasonlító mérésekkel szokták meghatározni. Az összehasonlító etalon általában magnéziumoxid, mely diffúz reflektor és gyakorlatilag a legjobban megközelíti az ideális fehér reflektort, melynél  $\rho_\lambda = 1$ . A szórt visszaverési tényezőt  $\beta_\lambda$ -val jelöljük. A magnéziumoxidnál  $\beta_\lambda = 0,95-0,98$  az egész látható színképben. Fényvisszaverő anyagok színmérésénél a (11) képletekhez hasonló integrálokat kell képeznünk, az ilyen anyagok másodlagos fényforrást alkotnak, melynek felületi fajlagos teljesítménye  $\rho_\lambda E_\lambda$ , illetőleg  $\beta_\lambda E_\lambda$ . A szinösszetevők tehát:

$$\begin{aligned} x' &= \int \beta_\lambda E_\lambda \bar{x} d\lambda, \\ y' &= \int \beta_\lambda E_\lambda \bar{y} d\lambda, \\ z' &= \int \beta_\lambda E_\lambda \bar{z} d\lambda; \end{aligned} \quad (14)$$

A színikoordináták a (12) képletnek megfelelően számítandók. Fényvisszaverő anyagok színjellemezésénél lényeges még a fénysűrűségi tényező,  $\beta$  megadása is. Az ideális fehér reflektor esetén, mely az összes sugárzást tökéletesen visszaveri,  $y'_0$  arányos annak fénysűrűségével.

$$y'_0 = \int E_\lambda \bar{y} d\lambda. \quad (15)$$

A színes tárgy fénysűrűségi tényezője pedig

$$\beta = y'/y'_0. \quad (16)$$

Átlátszó színes tárgyak színjellemezésénél a fentiekhez hasonlóan járunk el. A képletekben  $\beta_\lambda$  helyett a  $\tau_\lambda$  transzmissziós tényező értékével számolunk:

$$\begin{aligned} x' &= \int \tau_\lambda E_\lambda \bar{x} d\lambda, \\ y' &= \int \tau_\lambda E_\lambda \bar{y} d\lambda, \\ z' &= \int \tau_\lambda E_\lambda \bar{z} d\lambda. \end{aligned} \quad (17)$$

Az  $x'$ ,  $y'$  és  $z'$  meghatározásánál az integrálásokat az egész látható színek tartományra, a 3800—7700 Å hullámhossztartományra kell kiterjeszteni.

Mivel általában  $E_\lambda$ -t mérésekkel határozzuk meg, az eloszlási együtthatók pedig táblázatokban vagy görbékkel vannak megadva, a legtöbb esetben nem lehet szó az integrálok matematikai kiszámításáról. A gyakorlatban vagy grafikusán szokták az integrálokat meghatározni, vagy valamilyen más közelítő eljárással, általában a téglánymódszer alkalmazásával. Ha a méréseket és az összeadásokat 100 Å lépésekben végezzük el, akkor is 140 összetett műveletet kell elvégezni. Ez igen hosszadalmas, ezért a gyakorlatban több közelítő eljárást dolgoztak ki. Az egyik eljárás megfelelően nyomtatott diagramokat használ, a másik jó közelítő eljárás a választott koordináták módszere.

Az integrálok közelítő számítását elvégezhetjük úgy is, hogy nem a  $d\lambda = 100 \text{ Å}$  hullámhossz intervallumokat választjuk állandónak, hanem az  $\bar{x}d\lambda$ ,  $\bar{y}d\lambda$  és  $\bar{z}d\lambda$  mennyiségeket. Mivel az alapinger értékek a hullámhosszal változnak, az integrálásban szereplő összeadások alkalmával  $E_\lambda$  értékeit nem állandó hullámhossz intervallumoknál, hanem megfelelően megválasztott hullámhosszaknál kell figyelembe venni. Ezeket a hullámhosszakokat éppen ezért választott hullámhosszaknak nevezzük. A mérések alkalmával  $E_\lambda$  értékeit ezeken a meghatározott hullámhosszaknál kell megállapítani, az integrálokat az így megállapított  $E_\lambda$  értékek egyszerű összege szolgáltatja. Ez az eljárás lényegesen egyszerűbb, mint az előzőekben említett téglányszabály, mivel a választott hullámhosszak táblázatokban vannak megadva, az integrálok képzésénél pedig nem szükséges  $E_\lambda$  értékeit a megfelelő  $\bar{x}$  stb. értékekkel szorozni. A gyakorlatban  $x'$ ,  $y'$  és  $z'$  meghatározásánál 10—10 választott hullámhosszal szokták a számításokat elvégezni. Ha nagyobb pontosságot kívánnak, akkor 30—30 hullámhosszal végzik a számításokat.

Az  $x'$ ,  $y'$  és  $z'$  trikromatikus együtthatókat előállító integrálok értékét az állandó  $\bar{x}$  stb. értékek mellett a spektrométerrel közvetlenül meghatározott  $E_\lambda$ , illetőleg másodlagos fényforrások esetén  $\rho_\lambda E_\lambda$ ,  $\beta_\lambda E_\lambda$  vagy  $\tau_\lambda E_\lambda$  mennyiségek határozzák meg. A hosszadalmas mérést és számítást mellőzni lehetne, ha rendelkezésünkre állna olyan fényelektromos detektor, mely ezeket a műveleteket közvetlenül elvégzi. Ilyen detektor lehet három fotocella, melynek színképi érzékenységi görbéje megegyezik az  $\bar{x}$ ,  $\bar{y}$  és  $\bar{z}$  görbékkel, továbbá fotoárama lineáris az egész látható színképben (ez utóbbi látszólag természetes követelmény egyáltalában nem teljesül a fentvezető anyagoknál). Ilyen fényelektromos detektor előállítása érdekében nagy erőfeszítéseket tettek a különböző laboratóriumok, a kielégítő pontosságú gyakorlati megoldást Barnes tudta megvalósítani [4].

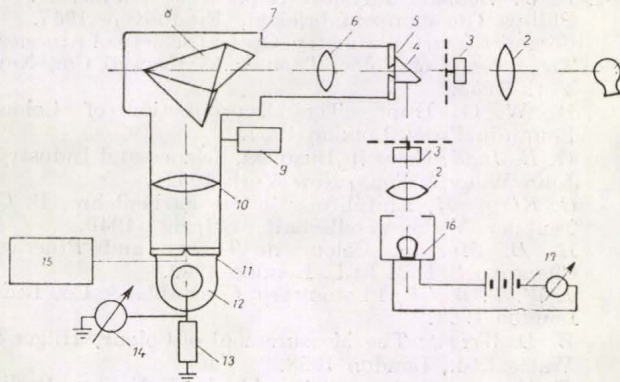


A következőkben ismertetjük a Távközlési Kutató Intézetben megépített két színmérő műszert, a spektrofotométert és a fényelektromos színmérőt. Spektrofotométerünkkel az utóbbi évek folyamán számos szín-mérést végeztünk, főleg televíziós képcsővel kapcsolatban. A fényelektromos színmérőnk csak a közelmúltban tudtuk megvalósítani. Színes tárgyak reflexiós és transzmissziós színmérésével Intézetünkben nem foglalkoztunk, ilyen méréseket részletesen tárgyal Hruska kézikönyvében [3].

#### A) A spektrofotométer

Intézetünkben két spektrofotométert építettünk. Mindkét műszer monokromátorokból áll, az egyik UM2 típusú üvegprizmás monokromátorból, a másik Zeiss (Jena) gyártmányú, cserélhető prizmás tükrös monokromátorból. A színméréseknél az üvegprizmát alkalmaztuk. Az UM2 monokromátorból épített spektrofotométer optikai elrendezését a 10. ábrán ábrázoltuk. A vizsgálandó fényforrás fényét kondenzor segítségével irányítjuk a belépő réssre. Az UM2 90°-os (állandó) eltérítési prizma bontja fel a színeképet. A prizma forgatásával állítjuk be a megfelelő hullámhosszt a kilépő résnél, mely állítható és a színek  $\Delta\lambda$  intervallumát vája ki.  $\Delta\lambda$  változik a prizma diszperziójával, értéke 4050 Å-nél 33, 5460 Å-nél pedig 115 Å/mm. A szín-méréseknél általában 0,1–0,2 mm-re állítottuk be a kilépő rés szélességét. A spektrofotométer a vizsgált színek energiaszétválását fényelektromos detektorral határozza meg. A detektor a kilépő résnél elhelyezett elektronsokszorozó fotocella. A színméréseknél RCA 931A típusú cellát alkalmaztunk. Ha a fényforrás fényemissziója az időben állandó (izzólámpa), akkor célszerű a belépő résre jutó fény intenzitását modulálni (pl. fogazott tárcsával), ekkor ugyanis az elektronsokszorozó munkaellenállásán fellépő feszültséget csővoltmérővel lehet közvetlenül megmérni. Ha a fényforrás fénye az időben változik (pl. a televíziós képcsőnél), akkor a fényemisszió időbeli középértékét az elektronsokszorozó anódáramkörébe iktatott megfelelő érzékenyséű galvanométerrel mérjük.

Az elektronsokszorozó fotoárama arányos  $E_{\lambda}$ -val, az arányossági tényező azonban nem állandó, hanem a cella színeképi érzékenységi görbéje, továbbá a monokromátor optikai tulajdonságai miatt (diszperzió és abszorpció) erősen változik a hullámhosszal. A mérések alkalmával a vizsgált fényforrást ismert színeképi energiaszétválású fényforrással hasonlítjuk össze (ez lehet hite-



10. ábra. Spektrofotométer optikai elrendezése. Jelölések: 1 = fényforrás; 2 = kondenzor; 3 = fogazott tárcsával ellátott fénymoduláló motor; 4 = prizma; 5 = belépő rés; 6 = kollimátor; 7 = monokromátor; 8 = színbontó prizma; 9 = hullámhossz beállító dob; 10 = kamera lencse; 11 = kilépő rés; 12 = elektronsokszorozó fotocella; 13 = munkaellenállás; 14 = feszültségmérő műszer; 15 = nagyfeszültségű áramforrás; 16 = összehasonlító fényforrás; 17 = tápláló áramkör

sített izzólámpa), melynek fényét prizma segítségével vetítjük a belépő réssre. Pontos mérések alkalmával az összehasonlító hullámhosszanként kell elvégezni, gyakorlatilag azonban az elektronsokszorozó színeképi érzékenységi görbéjének időbeli változása egy mérés folyamán elhanyagolható, ezért a gyakorlati igényeknek elegendő, ha megállapítjuk a spektrofotométer színeképi érzékenységi görbéjét és a mérések kiértékelésénél ezzel a görbével számolunk.

A további részletkérdések tekintetében utalunk egy külön közleményünkre [5], melyben részletesen foglalkoztunk spektrofotométerek építésével, működésével, hitelesítési kérdéseivel.

#### B) A fényelektromos koloriméter

A fényelektromos színmérő megvalósítása megfelelő színeképi érzékenységi görbével rendelkező fényelektromos detektorok kidolgozását teszi szükségessé. Erre a célra fotocellák, valamint záróréteges cellák (fényelemek) jöhetnek számításba. Mindkét típus nagy hátránya, hogy a fotoáram időben csökken (fáradás), színeképi érzékenységi görbéje pedig kisebb mértékben változik az időben. Különösen jelentős a cellák fáradása. Ha rendelkezésünkre állana három cella, melynek színeképi érzékenységi görbéje eloszlás és abszolút érték tekintetében pontosan megegyezik az  $\bar{x}$ ,  $\bar{y}$  és  $\bar{z}$  függvényekkel (8. ábra), akkor valamely fényforrás színének összetevőit közvetlenül mérni lehetne a három cellával a (11) képletnek megfelelően. Ha  $i_x$ ,  $i_y$  és  $i_z$  jelenti az egyes cellák fotoáramát, akkor

$$x' = i_x; \quad y' = i_y; \quad z' = i_z, \quad (18)$$

Jelenlegi ismereteink szerint azonban nincs olyan fotocella vagy fényelem, mely ezeknek a feltételeknek eleget tenne. Barnesnek sikerült a kérdést gyakorlatilag megoldani, négy megfelelő optikai szűrőkkel kombinált válogatott cellával. A hazai viszonyok között sajnos nincs lehetőség arra, hogy megfelelő cellák között válogathassunk és megfelelő szűrőket készítsünk. Ezért arra törekedtünk, hogy az Intézetünkben megépített színmérőben csak egy cellát alkalmazzunk, melyet különböző optikai szűrőkkel kombináltunk. Olvan cellát kellett keresnünk, mely megfelelő három optikai szűrő kombinációjával ellátva  $c_x \bar{x}$ ,  $c_y \bar{y}$  és  $c_z \bar{z}$  színeképi érzékenységi eloszlást állít elő, ahol  $c_x$  stb. állandó szorzótényező. Túlságosan szigorú követelmény lenne  $c_x = c_y = c_z$ , de ez nem is lényeges.

A mérés technikában általában szívesebben dolgozunk fénvelemekkel, mint fotoemissziós cellákkal, egyrészt a fénvelemek kedvezőbb fáradási tulajdonságai, nagyobb fotoárama miatt, másrészt azon gyakorlati okból, hogy a fénvelemekhez nem szükséges külön tápláló áramforrás. A színmérő alkalmazási szempontjából is a szelén-fénvelemek színeképi érzékenységi görbéje bizonyult a legalkalmasabbnak.

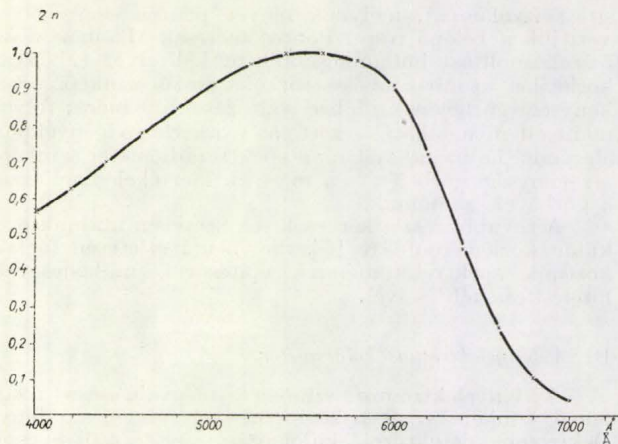
Intézetünkben számos szűrőkombinációval végeztünk kísérleteket a fényelektromos színmérővel kapcsolatban. Schott (Jena) szűrőkkel nem sikerült a megfelelő görbéket előállítani. A kérdést Corning gyártmányú optikai szűrőkkel sikerült megoldani, és pedig nem az eredeti Barnes [4]-féle szűrőkkel, hanem a Corning cég által javasolt újabb kombinációkkal. A koloriméter által igényelt  $c_y \bar{y}$  és  $c_z \bar{z}$  karakterisztikák közvetlenül előállíthatók a megfelelő Corning-szűrőkkel, a legnagyobb problémát az  $\bar{x}$  okozza, mivel ez két színeképsávból áll. Ez a nehézség azonban áthidalható, mivel  $\bar{x}$  előállítható:

$$\bar{x} = c_{xk} \bar{x}_k + c_{xs} \bar{x}_s$$

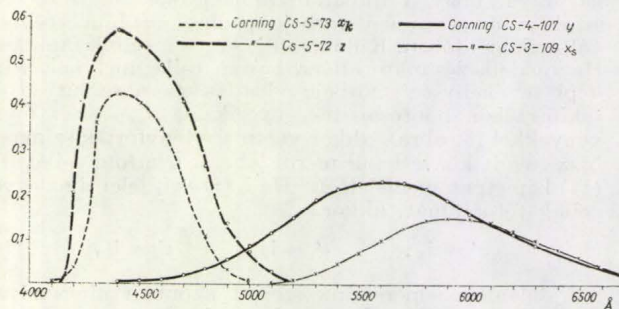
két színeképsáv összegeként. Az egyes optikai szűrők maximális transzmisszió értékei meghatározzák az egyes  $c$  állandók értékét.

A 11. ábrán adtuk meg egy szelén fénvelem színeképi érzékenységi görbéjét, a 12. ábrán pedig a négy Corning-szűrő fényátengedési görbéjét. Az egyes szűrők nem homogén üvegek, hanem több komponensből állanak. Az I. táblázatban foglaltuk össze a szűrők optikai adatait.





11. ábra. Szelén fényelem színképi érzékenységi görbéje



12. ábra. A színmérőben használt Corning-szűrők fényátengedési görbéi

A 13. ábrán rajzoltuk fel a szűrőkkel kombinált fényelem színképi érzékenységi görbéit, valamint az  $\bar{x}$ ,  $\bar{y}$  és  $\bar{z}$  görbéket. A  $c$  tényezők értékét úgy választottuk meg, hogy a megfelelő görbék a maximumban egyezzenek. Amint az ábrákból kitűnik, gyakorlatilag jó közelítést sikerült elérni. A nagyobb pontosságú közelítés az egyes optikai szűrők vastagságának pontosabb beállításától várható.

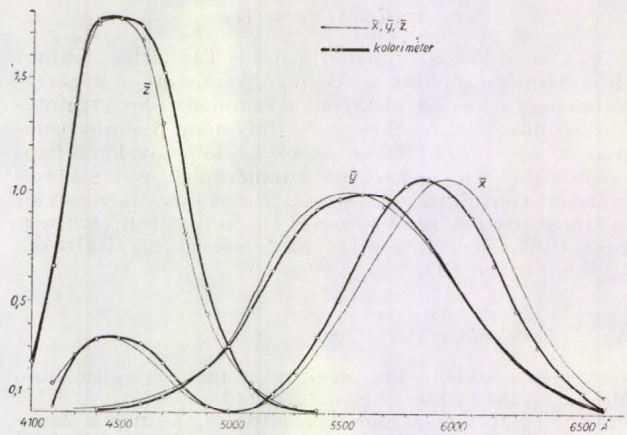
Valamely fényforrás színkoordinátáit könnyen meghatározhatjuk a fényelektromos színszűrővel, ha a fényelemet a négy optikai szűrővel kombinálva meghatározzuk az  $i_{x_k}$ ,  $i_{x_s}$ ,  $i_y$  és  $i_z$  fotoáram értékeket:

$$x = \frac{c_{x_k} i_{x_k} + c_{x_s} i_{x_s}}{S},$$

#### I. táblázat

A koloriméter fontosabb adatai

Színkoordinata	Corning-szűrő		c értéke
	típus	komponens	
$x_k$	CS-5-73	4305	0,258
		3389	
		5113	
$x_s$	CS-3-109	3304 4784	1,775
$y$	CS-4-107	3304 4305	1
$z$	CS-5-72	4305	0,923
		3389	
		5543	



13. ábra. A koloriméter jelleggörbéinek összehasonlítása az  $\bar{x}$ ,  $\bar{y}$  és  $\bar{z}$  görbékkel

$$y = \frac{c_y i_y}{S},$$

$$z = \frac{c_z i_z}{S},$$

$$S = c_{x_k} i_{x_k} + c_{x_s} i_{x_s} + c_y i_y + c_z i_z.$$

Mivel a színkoordináták meghatározásánál csak a fotoáramok arányára van szükség, a négy  $c$  állandó közül egyet szabadon választhatunk meg, így  $c_y = 1$  értéket választottuk. A 13. ábrának megfelelően meghatároztuk a  $c$  állandók számértékét, ezeket az I. táblázatban adtuk meg. A fényelemes színmérő hitelesítésénél meg kell határoznunk a fényelem, valamint az optikai szűrő színképi karakterisztikáit. Ez a munka meglehetősen hosszadalmas. A  $c$  állandók értékét gyorsabban is meghatározhatjuk, ha rendelkezésünkre áll egy standard fényforrás, melynek ismeretes a színképi energieloszlása és színkoordinátái. Ekkor elegendő a fényforrással a színmérést elvégezni és a  $c$  állandókat vissza lehet számítani a színkoordinátákból.

Gergely György

Távközlési Kutató Intézet, Budapest

#### IRODALOMJEGYZÉK:

1. P. J. Bouma; Physical Aspects of Colour, N. V. Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven 1947.  
Committee on Colorimetry, Optical Society of America: The Science of Color, Thomas Y. Crowell Co., New York 1953.  
R. W. G. Hunt The Reproduction of Colour Fountain Press, London 1957.  
D. B. Judd; Color in Business, Science and Industry, John Wiley & Sons, New York 1952.  
G. Klappauf; Einführung in die Farbenlehre, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1949.  
H. D. Murray; Colour in Theory and Practice, Chapman & Hall Ltd., London 1952.  
J. W. T. Walsh; Photometry, Constable & Co. Ltd., London 1953.  
W. D. Wright; The Measurement of Colour, Hilger & Watts Ltd., London 1958.  
H. Arens; Farbenmetrik, Akademie-Verlag, Berlin 1951.
2. Somkuti A.; Korszerű fénymérési és színmérési módszerek, Mérnöki Továbbképző Intézet, Budapest 1953-54.
3. Hruska R.; Általános szintan és színmérés, Közgazdasági és Jogi Könyvkiadó, Budapest, 1956.
4. B. T. Barnes; J. Opt. Soc. Am. 29, 448 (1939); Rev. Sci. Instr. 16, 337, (1945).
5. Gergely Gy. és Adám J.; Magyar Fizikai Folyóirat, IV, 335, (1956).



# Mesterséges holdak és az általános relativitáselmélet

## 1. Bevezetés

A mesterséges égitestekkel végzett kutatások eddigi sikerei a tudomány igen sok ágában teremtettek lehetőséget a természet eddig hozzáférhetetlen jelenségeinek vizsgálatára. Ezek a lehetőségek legtöbbször elvi szempontból is különböznek azoktól, amelyeket a tudomány eddig alkalmazott módszerei nyújtottak. Gondoljunk csak az égi mechanikára, s azonnal látjuk, hogy ebben a tudományban most végezzük lényegében az első kísérletet, mert eddig csak megfigyeltük a már „kész” égitestek mozgását. A bolygómozgás leírása a gravitációs erőter tulajdonságainak ismeretére alapul. Ezért az égimechanika kijelentéseinek és a mesterséges égitestek mozgására vonatkozó tapasztalati anyagnak összehasonlítása jelentős mértékben viheti előre ismereteinket majd ezen a téren is. Ennek a kijelentésnek az igazolására talán elegendő azt az egyetlen körülményt megemlíteni, hogy a mesterséges holdak segítségével sikerült eddig legpontosabban meghatározni a Föld alakját.\*

A tudományos közvélemény napjaink legpontosabb és legkövetkezetesebb gravitációelméletének az általános relativitáselméletet tekinti. Az általános relativitáselméletnek a gravitációra vonatkozó kijelentéseit szeretnénk röviden összefoglalni és azután ismertetni azokat az elgondolásokat, amelyek e kijelentéseknek a mesterséges égitestek vizsgálatával történő bizonyítására irányulnak.

## 2. Az általános relativitáselmélet és a gravitáció

Az általános relativitáselmélet a súlyos és a tehetetlen tömeg *Eötvös Loránd* által igen nagy pontossággal megállapított azonossága alapján a gravitációt geometriai alapon magyarázza. Az anyag gravitációs hatása abban nyilvánul meg, hogy az anyag — az atomi részekben koncentrált tömeg és a sugárzások energiája egyaránt — a tér görbületét megváltoztatja. A szabad — tehát a régi beszédmód szerint kizárólagosan gravitációs hatásoknak alávetett — tömegpont mozgása a görbülettel rendelkező tér legrövidebb, ún. geodetikus vonalain történik. A görbült teret a *Riemann*-geometria írja le. A tér — természetesen a geometriai tér és az idő együttese — jellemzésére, mint az a differenciálgeometriából ismeretes, azok a mennyiségek szolgálnak, amelyekkel két egymáshoz infinitezimálisan közelfekvő pont  $ds$  távolságának négyzetét, az ún. ívelemnégyszetet

$$ds^2 = \sum_{ik} g_{ik} dx^i dx^k \quad (i, k = 1, 2, 3, 4)$$

\* D. G. King—Hele a Szputnyik II és a Vanguard I mesterséges holdak mozgásának megfigyeléséből a Föld lapultságára — a Föld egyenlítői és poláris sugara különbségének és az egyenlítői sugárnak a hányadosára — az eddig elfogadott  $1/298$  helyett az  $1/(298,20 \pm 0,03)$  értéket adta meg.

alakban fejezhetjük ki. A  $g_{ik}$  mennyiségeket a metrikus tenzor komponenseinek nevezzük, míg  $dx^i$  a használt koordináta-rendszerben a koordináták infinitezimális megváltozásai. A *Riemann*-geometriára jellemző, hogy ez a metrikus tenzor tartalmazza mindazt az információt, amit a tér szerkezetéről (pl. görbültségéről) szerezhethetünk. Mármint az elmélet alapvető fontosságú kijelentése szerint a tér görbületét a jelenlevő anyag és energia okozza, vagyis a görbületre jellemző  $G_{ik}$  függvény mindenütt megegyezik a térben jelenlevő anyag- és energiaeloszlásra jellemző  $T_{ik}$  függvénnyel, az ún. energiaimpulzustenzorral:

$$G_{ik} = T_{ik}$$

Ezek az egyenletek — melyek konkrét alakjának felírása messze vezetne céljainktól<sup>1</sup> — az ún. gravitációs egyenletek. Adott anyageloszlást körülvevő tér szerkezetére jellemző  $g_{ik}$  tenzor ezekből az egyenletekből, mint parciális differenciálegyenletekből meghatározható. A mozgás, mint már említettük, a geodetikus vonalon történik, amelynek egyenlete:

$$\frac{d^2 x^i}{d\tau^2} + \Gamma_{kl}^i \frac{dx^k}{d\tau} \frac{dx^l}{d\tau} = 0,$$

ahol  $x^i = x^i(\tau)$  a világvonallal koordinátái, mint a  $\tau$  sajátidő függvényei, továbbá

$$\Gamma_{kl}^i = \frac{1}{2} g^{ir} \left( \frac{\partial g_{kr}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{lr}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^r} \right).$$

A gravitációs egyenletek közelítő megoldása azt mutatta, hogy az általános relativitáselmélet első közelítésben teljesen visszaadja a klasszikus newtoni elméletet. Az egyenletek pontosabb, esetleg egzakt megoldása olyan jelenségeket is megmagyarázhat, amelyek a klasszikus mechanika számára érthetetlenek voltak. Ha ezeknél a jelenségeknél az elmélet alapján számított és a kísérletileg mért adatok között jó egyezést találunk, akkor ezáltal egyszersmind az alapfeltevéseket is újabb érvekkel támogathatjuk.

Ezért igen fontos a *Schwarzschild* által 1916-ban talált egzakt megoldás, amely a gravitációs differenciálegyenleteknek az égi mechanika legfontosabb speciális esetére vonatkozó integrálja. Ezáltal *Schwarzschild* meghatározta egyetlen tömegpont esetében a tömegpont körül kialakuló gömbszimmetrikus térre jellemző metrikus tenzort. A megoldás segítségével az ívelemnégyszetet

$$ds^2 = \frac{1}{1 - \frac{2m}{r}} (dr)^2 + r^2 (d\Theta)^2 +$$

$$+ r^2 \sin^2 \Theta (d\varphi)^2 - \left( 1 - \frac{2m}{r} \right) c^2 (dt)^2 \quad (1)$$

alakban írható fel, ahol  $m = \frac{kM}{c^2}$ ,  $k$  a gravitációs állandó,  $M$  pedig a kérdéses test tömege.



Most pedig térjünk rá azokra a következtetésekre, amelyeket az (1) egyenletből levonhatunk. Ismerkedjünk meg az általános relativitáselmélet legfőbb bizonyítékaival: a bolygók perihéliumának eltolódásával, a fénysugár elgörbülésével és a színpvonalak gravitáció okozta vöröseltolódásával\*.

### 3. A bolygók perihéliumeltolódása

Tegyük fel, hogy a vizsgált tömegpont — pl. a Nap — körül még egy égitest mozog és ez égitest tömege olyan kicsi, hogy jelentős mértékben már nem befolyásolja a Nap által kialakított viszonyokat. Akkor ennek a második égitestnek a mozgását a geodetikus mozgásegyenlet adja, amelybe a *Schwarzschild* megoldásból kiolvasható  $g_{ik}$  értékeket kell helyettesítenünk. A számítás eredménye szerint a bolygó ellipszispályán kering a Nap körül, azonban az ellipszispálya nagytengelye minden keringéskor

$$\Delta\varphi = \frac{6kM\pi}{a(1-\varepsilon^2)} \text{ radián}$$

szögértékkel fordul el a körülhaladás irányában, ahol  $a$  az ellipszispálya fél nagytengelye,  $\varepsilon$  pedig az excentricitása. A Nap bolygóinál ezt a jelenséget perihéliumeltolódásnak, vagyis a pálya napközeli pontja eltolódásának nevezzük.

A naprendszer bolygói közül különösen fontos ez a jelenség a Merkúr esetében, mert a Merkúr közelíti meg a Napot a legjobban. Már a klasszikus mechanikában is lehetőség nyílt arra, hogy a bolygók egymásra gyakorolt zavaró hatását a perturbációszámítással figyelembe vegyék. Így a Merkúr megfigyelt perihéliumeltolódásából, az évszázadonkénti  $574,1 \pm 0,4''$ -ből sikerült klasszikus okokra visszavezetni  $531,5 \pm 1,0''$ -et. A számított és tapasztalati úton meghatározott értékek közti különbség ( $43,4''$ ) sokkal nagyobb, mint a teljes érték hibája, és ezért ez kétségtelenül valamilyen új jelenségnek tulajdonítható. A relativitáselmélet alapján a Merkúr perihéliumeltolódása  $43''$  évszázadonként. Ez tehát minden kétséget kizáróan a tapasztalattal igen jó egyezést mutat.

A perihéliumeltolódás elvben minden bolygónál fellép. Azonban észlelését megnehezíti az, hogy a Naptól távolabb mozgó bolygóknál az effektus egyre kisebb lesz, és így esetleg kisebb is lehet, mint a szóbanforgó bolygó teljes klasszikus perihéliumeltolódásának hibája. Különben a csökkenő pályaeccentricitás is kedvezőtlenül befolyásolja a megfigyelhetőséget.

### 4. A fénysugár elgörbülése

Ismét a *Schwarzschild*-megoldás felhasználásával meghatározhatjuk, hogy milyen vonal mentén terjed a fény, miközben pl. a Nap közelében halad el. Minthogy a fénysebességgel végbemenő

mozgásnak a zérus ívelem felel meg a négydimenziós térben, a fény pályagörbéjének a differenciálegyenletét megkapjuk, ha a *Schwarzschild*-ívelemnégyzet kifejezését zérussal tesszük egyenlővé. A geodetikus mozgásegyenletek felhasználásával ebből kiadódik, hogy a pályagörbe két végtelen távoli pontjának iránya  $\pi$ -nél nagyobb szöget zár be, a többlet:

$$\Delta\Phi = \frac{4kM}{R} \text{ radián.}$$

( $R$  a fénypálya és a tömegpont legkisebb távolsága.) Ha egyszerűség kedvéért olyan fénysugarat tekintünk, amely a napfelszín közvetlen közelében halad el, akkor  $R$  a Nap sugarával egyenlő. Ebben az esetben az elméletileg várható eltérés

$$\Delta\Phi_0 = 1,75''.$$

Szemléletes félklasszikus magyarázatot is adhatunk e jelenségekre. A fény elektromágneses hullámok formájában energiát hordoz, melynek a tömeg-energia-egyenértékűség törvénye szerint tömege is van. Erre a tömegre a Nap gravitációs erőhatást fejt ki, és maga felé téríti le egyenes pályájáról. Ily módon utólag a newtoni gravitáció elmélet alapján is kiszámították egy tömegpont mellett elhaladó fénysugár pályáját, azonban az elgörbülésre így nyert eredmény fele akkorának adódott, mint a relativisztikus számítás alapján.

A kísérleti vizsgálat a következőképpen jár el. Megméri az állatöv két  $C_1$  és  $C_2$  csillagának a szögtávolságát akkor, amikor nincs a két csillag között a Nap. Majd egy alkalmas napfogyatkozáskor megméri úgy is, hogy a Nap közöttük van. 1919 óta csaknem valamennyi napfogyatkozást felhasználtak a jelenség vizsgálatára. Az elmélet alapján várt értéknél kb. 25%-kal nagyobb figyelték meg, bár az is igaz, hogy a két adat különbségénél nagyobb mérési hibával. Ezen a téren lényeges javulást jelentett *van Biesbroeck*<sup>3</sup> Szudánban végrehajtott méréssorozata, amelynek eredményeként az elgörbülés mértéke  $1,70'' \pm 0,10''$ .

### 5. A vöröseltolódás

A vöröseltolódás érdekes és paradox jelenség. Első pillanatra ugyan természetesnek tarthatjuk, hogy mondjuk a Nap vagy a Sirius felületén az intenzív gravitációs erőter az ott elhelyezett órák járását, nevezetesen a sugárzó atomokban az elektronok mozgását megváltoztatja. Valójában erről szó sincsen. A Nap felületén az atomok (gázatomok!) az időről időre bekövetkező ütközésektől eltekintve, teljesen szabadon esnek, a nehézségi erőter jelenlétéről egyáltalán nem vesznek tudomást. Ezért a fényt is természetes ütemben sugározzák. Az elmélet szerint hullámaik mégis a természetesnél ritkább ütemben érkeznek a Földre. Valami olyasmit kell tehát elfogadnunk, hogy „ugyanannyi idő alatt a Napon kevesebb idő telik el, mint a Földön”. A speciális relativitáselméletben már találkoztunk hasonló furcsasággal. Képzeljünk el például két Na-gőz lámpát, melyek

\* E bizonyítékok részletesebb elemzése *Marx György* tanulmányában<sup>2</sup> található.



kezdetben egymás mellett nyugszanak. Frekvenciájuk természetesen azonos, pl.  $\nu_0$ . Ha az egyik eltávolodik, majd visszatér, frekvenciáját előbb kisebbnek, majd nagyobbak észleljük a természetesen a visszamaradt lámpa helyén (*Doppler-effektus*). Azt várnánk azonban, hogy az elindulás pillanatától a visszaérkezés pillanatáig kibocsátott összes hullámok száma a két lámpára nézve megegyezik, s így a változó frekvencia *átlagértéke* az egész utazásra vonatkoztatva a nyugvó lámpa helyén ugyancsak  $\nu_0$ . Valójában ez az átlagérték *kisebb* mint  $\nu_0$ : az utazás alatt a mozgó lámpa számára kevesebb idő telt el. A speciális relativitás-elmélet *gömbületlen* terében e paradox jelenség fel-leptéhez az egyik fényforrásnak a másikhoz képest mozognia kell. Görbült térben akkor is létrejöhet ilyen eltolódás, ha a két sugárforrás egymáshoz képest nyugszik. Szemeljünk ki például a Nap felületén, az origótól  $r_N$  távolságban az  $N$  pontban egy olyan világító gázatomot, amelynek a sebessége a *Schwarzschild*-féle koordináta-rendszerben éppen zérus. A sajátidőt, amely két egymásra következő hullám kibocsátása közt eltelik, jelölje  $\Delta\tau_0$ . Az ehhez tartozó koordinátaidőtartamot (1) alapján a

$$-c^2 (\Delta t_0)^2 = \Delta s^2 = -c^2 \left(1 - \frac{2m}{r_N}\right) (\Delta t_0)^2$$

egyenlet adja meg:

$$\Delta t_0 = \frac{\Delta \tau_0}{1 - \frac{2m}{r_N}}. \quad (2)$$

Szemeljünk ki továbbá egy nyugvó  $F$  pontot a Naptól igen nagy, pl.  $r_F$  távolságban, s figyeljük itt meg a két hullám érkezését. A szóbanforgó gravitációs tér, illetőleg a *Schwarzschild*-féle koordináta-rendszer *statisztikus*, az időtengelynek nincs kitüntetett pontja. Ezért az a  $T$  időintervallum, amire a fénynek szüksége van, hogy az  $r_F - r_N$  koordinátatávolságot megtegye, nem függ a fénykibocsátás időpontjától. Legyen ez az időpont a két hullámra nézve  $t_0$  ill.  $t_0 + \Delta t_0$ , akkor a megérkezés időpontja  $t_0 + T$  ill.  $t_0 + \Delta t_0 + T$ , más szóval a koordinátaidőkülönbség a két fényjel között az  $F$  pontban is  $\Delta t_0$ . Ez a látszólag természetes eredmény csalóka, tartalma valójában éppen az, hogy a két fényjel az  $N$  és  $F$  pontok között a görbült téren áthaladva egymáshoz képest időbelileg eltolódik, a köztük levő „valóságos”, (azaz saját) időbeli távolság megnő. Helyezzünk ugyanis az  $F$  pontba is egy sugárzó atomot. Ha ez a Napon levőnek másodpéldánya, akkor a két rezgése között eltelt sajátideje is ugyanakkora, ti.  $\Delta\tau_0$ .

A megfelelő  $\Delta t_0^F$  koordinátaidő különbség (1) alapján, nyugvó atomról lévén szó, az

$$-c^2 (\Delta \tau_0)^2 = \Delta s_0^2 = -c^2 \left(1 - \frac{2m}{r_F}\right) (\Delta t_0^F)^2$$

egyenletből:

$$\Delta t_0^F = \frac{\Delta \tau_0}{1 - \frac{2m}{r_F}}. \quad (3)$$

Az  $N$  pontbeli atom hullámait tehát *más ütemben*, azaz más frekvenciával érkeznek az  $F$  pontba, mint amilyen ütemben az ott elhelyezett atom sugároz.

Az  $\frac{m}{r_N}$  ill. az  $\frac{m}{r_F}$ -ben magasabbrendű tagok elhanyagolásával (2)-ből és (3)-ból

$$\Delta t_0 = \Delta t_0^F \left(1 + m \left\{ \frac{1}{r_N} - \frac{1}{r_F} \right\}\right).$$

Bevezetjük a

$$\varphi(r) = \frac{kM}{r} = \frac{1}{c^2} \frac{m}{r} \quad (4)$$

gravitációs potenciált. Ezt behelyettesítve kapjuk, hogy

$$\Delta t_0 = \Delta t_0^F \left(1 + \frac{1}{c^2} \left\{ \varphi(r_N) - \varphi(r_F) \right\}\right), \quad (5)$$

vagy rezgésidők helyett frekvenciákkal kifejezve

$$\nu^F = \nu \left(1 + \frac{1}{c^2} \left\{ \varphi(r_N) - \varphi(r_F) \right\}\right).$$

A relatív frekvenciaeltolódásra tehát

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\nu^F - \nu}{\nu} = \frac{1}{c^2} (\varphi(r_N) - \varphi(r_F)) \quad (6)$$

adódik. Látható, hogy pl. a Napon kibocsátott sugárzás színképvonalai a földi eredetű sugárzások színképvonalaihoz képest a kisebb frekvenciák, vagyis a vörös szín felé tolódnak el.

Ezt az általános relativitáselmélet alapján lefedezett effektust talán könnyebben megértjük, ha a frekvenciaeltolódást szemléletes fogalmakkal hozzuk kapcsolatba.

Tegyük fel pl. hogy a fény kvantumai, a fotonok, nemcsak  $\mu = \frac{h\nu}{c^2}$  nagyságú tehetetlen, hanem ugyanekkora súlyos tömeggel is rendelkeznek ( $h$  a Planck-állandó). Akkor világos, hogy a fotonnak, miközben az egyik helyről a másikra ér, a gravitációs erőterrel szemben

$$\mu(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{h\nu}{c^2} (\varphi_1 - \varphi_2)$$

munkát kell végeznie. Ezt csak azzal az energiával fedezheti, amit frekvenciájának ezalatt bekövetkező lecsökkenése nyújt:  $h\Delta\nu = h(\nu_2 - \nu_1)$ . Ebből (6) azonnal adódik

$$\frac{h\nu}{c^2} (\varphi_1 - \varphi_2) = h\Delta\nu$$

A baloldalon akár a kezdeti, akár a végső frekvenciaérték vehető, mert az így okozott hiba sokkal kisebb, mint a mérés pontossága.

Eredményünket szemléletesen úgy fejezhetjük ki, hogy a foton a gravitációs erőter ellen munkát végezve „elfárad”, s ez a „fáradtság” mutatkozik meg a frekvencia lecsökkenésében.



Ismételjük, a vöröseltolódás nem a „Napon” jön létre. Nem arról van szó, hogy a Napon levő atomra a gravitációs tér valamilyen módosítást fejt ki, hanem arról, hogy az atomból kiinduló fényjelek kezdetben párhuzamos, állandó időbeli távolságú világvonalai a görbült téridő kontinumban eltávolodnak egymástól olyasféléképpen, ahogy pl. egy közönséges földgömbön az egyenlítőből párhuzamosan kiinduló meridiánok távolsága sem marad állandó.

Természetesen a gravitáció okozta színeképvonaleltolódás kísérleti vizsgálata is folyik. Ezt igen megnehezíti az, hogy a vizsgált égitestek felszíne igen heves mozgásban van, ezért a sugárzások színeképét a mindenféle mozgás miatt fellépő Doppler-jelenség igen bonyolulttá teszi. Nehéz objektíven leválasztani ezeket a hatásokat. Mégis bizonyos jelek arra engednek következtetni, hogy ez a jelenség is létezik a természetben, azonban a számszerű egyezést a jelenlegi mérési eljárásokkal nem lehet megállapítani. Ezért döntő fontosságúnak ígérkezik minden olyan eljárás, ami ennek a jelenségnek pontosabb vizsgálatát lehetővé teszi, annál is inkább, mert itt nem a gravitáció szemléletes eltérítő szerepéről, hanem a Riemann-tér „időbeli” görbületének következményéről van szó.

6. Az elmélet kísérleti bizonyításával kapcsolatos kérdések.

Leszögezhetjük tehát, hogy az általános relativitás-elmélet alapján várt jelenségek mindegyikét megtalálták a természetben. A három jelenségcsoport közül kettőben az elméleti és a kísérleti eredmények igen kielégítően megegyeznek. Ezen kívül az általános relativitáselmélet mellett szól az egyáltalán nem jelentéktelen körülmény is, hogy mindhárom jelenséget egységes elvi alapon tárgyalja. Ez az egységes alap: a tér és idő, a négydimenziós világ Riemann-geometriája, amelyben a téridő görbületét az anyageloszlás határozza meg. A logikai egyszerűség — a kevés feltétel — természetesen matematikailag teszi bonyolulttá az elméletet.

A Riemann-geometriával leírható görbült téridő feltevését — az elmélet sikerei ellenére — nem mindenki fogadta el. Már 1922-ben napvilágot látott egy próbálkozás, amely a téridő görbületének feltevése nélkül kísérte meg a gravitációelmélet és a speciális relativitáselmélet következményeinek összehangolását. Igaz ugyan, hogy A. N. Whitehead angol matematikusnak ez az elmélete<sup>5</sup> az általános relativitáselmélet célkitűzéseinek csak egy részét valósította meg, sikerült a speciális relativitáselmélet szempontjából invariáns gravitációs törvényeket megadnia, azonban a mindenféle vonatkoztatási rendszertől független természettörvények megfogalmazásának a problémáját nem oldotta meg. Érdekes körülményre mutatott rá J. L. Synge 1952-ben,<sup>6</sup> amikor megállapította, hogy a Whitehead-féle Lorentz-invariáns gravitációelmélet a perihéliumeltolódásra és a fény sugar elgörbülésére igen jó közelítésben ugyanazt a képletet szolgáltatja, mint Einstein általános relativitáselmélete. Az előbbi két kísérlet alapján tehát nem lehet dönteni a két elmélet között. Így nagyon fontosá válhatnak azok a bizonyítékok, amelyek alapján a két elmélet között választani lehet. Mivel a Whitehead-féle elmélet — akkori tudásunk szerint — a vöröseltolódásról nem adott számot, egy ideig azt remélték, hogy éppen a vöröseltolódás pontosabb vizsgálata közben nyert eredmények fogják megmutatni, melyik elmélet tökéletesebb. Ma már H. Nariai és Y. Ueno<sup>7</sup> vizsgálatai nyomán világos, hogy a vöröseltolódás alapján sem lehet majd dönteni, ugyanis Whitehead elméletéből mindhárom jelenségcsoportra levezethetőek az általános relativitáselmélet által megadott formulák. Mint kimutatják, sztatikus gravitációs erőterben nem találunk olyan jelenséget,

amelynek alapján különbséget tehetnénk az elméletek között. Csak a kozmológiai vizsgálatok vezethetnek különböző kijelentésekre, s ezek tapasztalati ellenőrzése útján lehet döntést remélni.

Bár ezt a problémát a mesterséges holdakkal és bolygókkal végzett kutatómunka nem világíthatja meg, mégis sokat várunk ettől az új módszertől, mert a színeképvonaleltolódásának és a bolygómozgás relativisztikus jelenségeinek pontosabb tapasztalati vizsgálatát jelentősen megkönnyítheti.

## 7. Relativisztikus effektusok a mesterséges holdak mozgásában

La Paz<sup>8</sup> már 1954-ben rámutatott arra, hogy a mesterséges holdakkal végzett kísérletek az általános relativitáselméletnek nemcsak a már meglevő kísérleti bizonyítékait tehetik pontosabbá, hanem új relativisztikus jelenségeket is felfedhetnek a bolygók mozgásában.

A Föld körül keringő mesterséges hold mozgásának leírása lényegében ugyanolyan probléma, mint amelyet a Naprendszer bolygóinak esetében már megoldottunk. Egyetlen különbség az, hogy a vonzócentrum a Föld, s ugyanakkor a Nap gravitációs hatása még egyáltalán nem jelentéktelen. Ezenkívül a mesterséges hold mozgását még sok más körülmény is befolyásolja.

a) Tekintsük a Földet tökéletesen gömb alakúnak, és forgását pillanatnyilag ne vegyük figyelembe. Ebben az esetben, mint La Paz<sup>8</sup> kiszámította, egy mesterséges hold két óra keringési idejű pályájának perigeum (földközeli) pontja évente 8,54"-cel tolódik el.\* Az irodalomban nem találunk arra utalást, hogy a mesterséges hold perigeum pontjának más perturbációkból származó előrevándorlását mekkora pontossággal lehet kiszámítani. Ennek a hibának ugyanis döntő szerepe van abban, hogy a relativisztikus perigeumeltolódást egyáltalán meg lehet-e figyelni. Meggyőződésem szerint egészen más esettel állunk szemben itt, mint a Merkurnál. A Merkurnál a klaszikus perturbációkat pontosan, vagyis a relativisztikus effektus nagyságánál sokkal kisebb hibával lehetett kiszámítani. A Föld mesterséges holdjainak mozgását azonban sok, kellő pontossággal figyelembe nem vehető körülmény — első sorban a Föld lapultsága, a Föld anyageloszlásának rendellenességei, a fűzősugar értékében a domborzati viszonyok következtében fellépő bizonytalanság, stb. — befolyásolja. Ezért a perigeumeltolódás eredő értékét nem lehet olyan pontosan kiszámítani, hogy a hiba kisebb legyen, mint a kimutatni kívánt relativisztikus effektus. Ehhez a súlyos problémához képest jelentéktelennek látszik az az önmagában is fogas kérdés, hogy hogyan lehetne egy ekkora perigeumeltolódást pontosan mérni, hiszen a mesterséges holdak élettartama, s így a mozgás megfigyelésére rendelkezésünkre álló idő viszonylag kicsi.

Elvben a mesterséges holdon észlelhetnénk a fény sugarának a Föld gravitációs terében való

\* A kétórás ellipszispálya fél nagytengelye 8060 km hosszú, tehát a földfelszíntől mért maximális magasság 1690 km.



elgörbülését. De ebben az esetben a fénysugár elgörbülése olyan kisméretű, hogy kísérleti vizsgálatára egyelőre gondolni sem lehet.

A gravitáció okozta színképvonal-eltolódás a Föld körül keringő mesterséges hold esetében a hold mozgása miatt fellépő *Doppler*-effektussal együtt jelenik meg.

A jelenség vizsgálatára spektroszkópiai módszereink nem alkalmasak. A mikrohullámú spektroszkópiában azonban ma már olyan pontos frekvencia-etalonok, speciális órák készíthetők, amelyekkel az ennél a vizsgálatnál megkívánt pontosság az igen közeli jövőben elérhető. Ezekben a speciális órákban, a *Maser*-ekben, a kvarckristály rezgését az az elektromágneses sugárzás stabilizálja, amely egy üregrezonátoron átbocsátott ionizált  $\text{NH}_3$ -molekulák rekombinációjakor emittálódik. Két azonosan konstruált *Maser* között a relatív frekvenciakülönbség 30 cm hullámhosszúságú mikrohullámoknál nagyságrendben  $10^{-10}$ -nél nem nagyobb. Ezért úgy látszik, hogy a frekvenciaeltolódás mérése a *Maser*-ek segítségével lehetővé válik.

A jelenség mennyiségi viszonyaira vonatkozó megfontolás az álló órák esetére megadott gondolatmenethez hasonló. (Lásd *F. Winterberg*<sup>9, 10</sup>, és *S. F. Singer*<sup>11</sup> cikkei.)

Keringjen a mesterséges hold a  $\Theta = \pi/2$  síkban, az  $r = R + h$  sugarú körpályán,  $\omega$  szögsebességgel. Legyen a kvarckristály két egymásrakövetkező rezgésének időpontja  $t_0$  ill.  $t_0 + \Delta t_0$ , a megfelelő azimutszögek  $\varphi$  és  $\varphi + \Delta\varphi_0 = \varphi + \omega\Delta t_0$ . A saját-időtartam (1) alapján

$$-c^2 (\Delta\tau_0)^2 = \Delta s_0^2 = - \\ -c^2 \left(1 - \frac{2m}{R+h}\right) (\Delta t_0)^2 + (R+h)^2 (\Delta\varphi)^2$$

Ebből:

$$(\Delta t_0)^2 = \left(1 - \frac{2m}{R+h}\right)^{-1} \left[ (\Delta\tau_0)^2 + \left(\frac{R+h}{c}\right)^2 (\Delta\varphi_0)^2 \right]. \quad (7)$$

Egyenletes körmozgásról lévén szó, a hullámoknak a holdról a földfelszínre érkezéséhez szükséges  $T$  koordinátaidőtartam állandó. A Földön nyugvó megfigyelő számára tehát két olyan hullám megérkezésének koordinátaidő különbsége, amelyek az éppen a megfigyelő felett elhaladó mesterséges holdról indultak ki, ugyancsak  $\Delta t_0$ . A *Maser* ugyanitt elhelyezett nyugvó másodpéldányának két rezgése között eltelt  $\Delta t_0^F$  koordinátaidő viszont (1) alapján az

$$-c^2 (\Delta\tau_0)^2 = \Delta s_0^2 = -c^2 \left(1 - \frac{2m}{R}\right) (\Delta t_0^F)^2$$

egyenletből:

$$\Delta t_0^F = \frac{\Delta t_0}{1 - \frac{2m}{R}}. \quad (8)$$

(8) segítségével kiküszöböljük a  $\Delta t_0$ -t (7)-ből:

$$\left(1 - \frac{2m}{R+h}\right)^{-1} \left[ \left(1 - \frac{2m}{R}\right) (\Delta t_0^F)^2 + \left(\frac{R+h}{c}\right)^2 (\Delta\varphi)^2 \right] = (\Delta t_0)^2.$$

$\frac{m}{r}$  szerint történő binomiális sorfejtéssel és a magasabbrendű tagok elhanyagolásával:

$$\left(1 + \frac{m}{R+h}\right) \left[ \left(1 - \frac{m}{R}\right) + \frac{1}{2} \left(\frac{R+h}{c}\right)^2 \omega^2 \right] = \frac{\Delta t_0}{\Delta t_0^F}.$$

A szögsebesség számértékét jó közelítéssel megadja a mesterséges hold *Newton*-féle mozgásegyenlete a radiális erőkomponensre:

$$(R+h)\omega^2 = \frac{kM}{(R+h)^2},$$

tehát

$$(R+h)^2 \omega^2 = \frac{kM}{R+h} = \frac{c^2 m}{R+h}.$$

Végül bevezetjük a  $\delta$  relatív eltérést a következő definícióval:

$$\delta = \frac{\Delta t_0 - \Delta t_0^F}{\Delta t_0^F}$$

Behelyettesítve:

$$\delta = \frac{m}{R} \left[ \frac{3}{2} \frac{1}{1+h/R} - 1 \right].$$

A szám adatok beírása után megkapjuk a relatív eltérést a Földön nyugvó és a mesterséges holddal együttmozgó órák között:

$$\delta \cong 7 \cdot 10^{-10} \left[ \frac{3}{2} \frac{1}{1+x} - 1 \right],$$

ahol  $x = h/R$  a hold tengerszintfeletti magassága fűldsugáregységekben. Az eredő effektusban pozitív  $\delta$  vöröseltolódásnak, negatív  $\delta$  pedig ibolyaeltolódásnak felel meg. Az eltérés  $h = 2R$ -nél zérusnak adódik. Itt a két effektus kompenzálja egymást.

b) A Föld lapultságának hatása. A Föld lapultsága, mint már említettük, nagymértékben befolyásolja a mesterséges hold mozgását. *F. Winterberg*<sup>9</sup> és *B. Hoffmann*<sup>16</sup> adatai szerint az Egyenlítő síkjában kétórás pályán keringő hold perigeumeltolódása a lapultság miatt körülfordulásonként  $0,294^\circ$ . Ebből az egyetlen effektusból már egy körülfordulás alatt is közel százszor akkora eltolódás származik, mint a relativisztikus eltolódás évente. Ez is alátámasztja azt a megállapításunkat, hogy az  $a$ -ban említett perigeumeltolódás észlelésének elvi akadályai vannak.



c) A Föld forgásának hatása. *H. Thirring*<sup>13</sup> és *J. Lense*<sup>14</sup> 1918-ban kiszámították, hogy egy bolygó pályája milyen természetű és mekkora perturbációnak van kitéve, ha a vonzócentrum forog. Azt találták, hogy a szokásos gravitációs erő mellett a *Coriolis* erőhöz és a centrifugális erőhöz hasonló járulékok is fellép abban a rendszerben, amelyik a csillagokhoz képest nyugszik és amelyben a tömeg forog. Ez a perturbáció a Jupiter holdjainál igen jelentéktelen, gyakorlatilag megfigyelhetetlen. Mint *W. L. Ginzburg*<sup>15</sup> kimutatta, valamivel jobb a helyzet a Föld mesterséges holdjainak esetében. A számítások szerint a kétórás pályán a Földforgásából eredő perigeumeltolódás évente 0,13".

Ennek a Föld forgásából származó relativisztikus perigeumeltolódásnak a kísérleti vizsgálatára ugyanaz vonatkozik, mint az egyszerű perigeumeltolódás esetére. Ez a sokkal kisebb effektus még inkább elvész az egyéb okokból eredő eltolódás hibájába, ezért észlelése nem lehetséges.

Látjuk tehát, hogy a relativisztikus effektusok kísérleti vizsgálata a mesterséges holdaknál általában megkerülhetetlen nehézségekbe ütközik. Csak egy jelenség, a *Doppler*-effektussal kombinált gravitációs színeképvonaleltolódás vizsgálata kecsegtet reményekkel. Ezt az egy lehetőséget a tech-

nika mai színvonalán már-már módunkban van kihasználni. Kíváncsian várjuk, hogy milyen eredmények születnek ennek az effektusnak a kísérleti vizsgálatában.

*Abonyi Iván*

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Elméleti Fizikai Intézete.

## IRODALOM

1. *Novobátzky Károly*: A relativitás elmélete. Tankönyvkiadó, Bp. 1951.
2. *Marx György*: Fizikai Szemle 4. 84 (1954).
3. *G. van Biesbroeck*: Astronomical Journal. 58, 87 (1953).
4. *A. Papapetrou*: Annalen der Physik 17, 214 (1956).
5. *A. N. Whitehead*: The Principle of Relativity, Cambridge (1922).
6. *J. L. Synge*: Proc. Roy. Soc. (A) 211, 303 (1952).
7. *H. Nariai—Y. Ueno*: Progr. Theor. Phys. 20, 703 (1958).
8. *L. La Paz*: Publ. Astron. Soc. Pacific. 66, 13 (1954).
9. *F. Winterberg*: Astronautica Acta, 2, 25 (1956).
10. *F. Winterberg*: Il Nuovo Cimento, X. 8, 17 (1958).
11. *S. F. Singer*: Phys. Rev. 104, 11 (1956).
12. *C. Moller*: Il Nuovo Cimento, Suppl. X. 6, 381 (1957).
13. *H. Thirring*: Physikalische Zeitschrift, 19, 33 (1918).
14. *H. Thirring—J. Lense*: Physikalische Zeitschrift, 19, 156 (1918).
15. *W. L. Ginzburg*: Fortschritte der Physik, 5, 16 (1957).
16. *B. Hoffmann*: Phys. Rev. 106, 358 (1957).

## Az atommagok izomériája I.

### (Az izoméria felfedezése és az izomérkutató módszerei)

#### Bevezetés

Midőn *Ernest Rutherford*nak 1911-ben  $\alpha$ -részecskéi nyalábja segítségével sikerült „kitapogatnia” az atom belső szerkezetét, s így felfedezni az atommag létezését,  $\alpha$ -szórás-kísérleteiből egyszersmind azt a következtetést is le tudta vonni, hogy az egyes elemek atommagjának töltése (egységül a pozitív elemi töltést választva) éppen a szóbanforgó elem *Mengyelejev-féle* periódusos rendszerbeli sorszámaival, a *Z* rendszámmal egyenlő. Ugyanebben az időben azonban az is világossá vált, hogy a rendszám egymagában nem jellemzi egyértelműen az atommagokat. A természetes radioaktív anyagokból kibocsátott sugárzások megfigyelése azt mutatta, hogy a természetben találhatók azonos rendszámú radioaktív magok, amelyek különböző sugárzást bocsátanak ki, s amelyeknek ugyanakkor a tömege is különböző. *J. J. Thomson*nak elektromágneses eltérítőberendezése segítségével a neon esetében arra is sikerült példát találnia, hogy a stabil atommagok között is vannak azonos rendszámú (töltésű), s így a *Mengyelejev-féle* periódusos rendszerben azonos helyet elfoglaló, ugyanakkor azonban tömegükre nézve különböző magok (izotópok). A különböző izotópok atommagjának tömege (egységül a hidrogén-mag tömegét választva) mindenkor jó közeli-

tésben egész számnak bizonyult. (Ezt az egész számot, mely közelítőleg megadja a mag tömegét, tömegszámnak nevezzük; jele: *A*.)

Az a felismerés, hogy az atommag tömege adott magtöltés mellett különböző értékeket vehet fel, valamint a tömeg és a töltés megfigyelt egészszámsága már magában is azt sugallta, hogy nemcsak az (egykor megváltoztathatatlanak és felbontathatatlanak vélt) atom, hanem annak parányi, mintegy tízezerszer kisebb kiterjedésű magja is összetett, belső szerkezettel rendelkező rendszer. A legszembeszökőbbben azonban a radioaktív átalakulások mutatták az atommag összetett voltát. A kísérletező, aki *Rutherford* laboratóriumában pl. a rádiumból kilövellt  $\alpha$ -részecskék által a cinkszulfid ernyőn kiváltott felvillanások megfigyelése céljából a mikroszkópba tekintett, rádium-magok emanáció- és hélium-magokra való önkéntes elbomlásának (pl.  ${}_{88}\text{Ra}_{138}^{226} \rightarrow {}_{86}\text{Rn}_{136}^{222} + {}_2\text{He}_2^4$ ) lehe-

tett a szemtanúja. Ebben az időben még igen hiányosak voltak a magalkatrészek természetére, a mag szerkezet törvényszerűségeire vonatkozó alapvető ismeretek. De már az a pusztán felismerés, hogy a mag összetett, belső szerkezettel rendelkező rendszer, ösztönzést adott a mag megfigyelhető tulajdonságai és a belső szerkezet közötti kapcsolat felderítését célzó spekulatív és kísérleti kutatásoknak egyaránt.



*Soddy gondolata: a „magasabbrendű izotópia”*

Az első, sejtésszerű kijelentés, amely az atommag belső szerkezete és az általa kibocsátott sugárzás tulajdonságai között tételezett fel kapcsolatot, *Soddy*tól származik (1917). *Soddy* fel-tételezte, hogy a természetben létezhetnek olyan mag-párok, amelyek mindkét tagjához a rend-számnak is és a tömegszámnak is azonos értéke tartozik (amelyek tehát egyszerre izotópok és izobárok), de amelyek mégsem azonos atom-magok: egyes megfigyelhető tulajdonságaik (pl. radioaktív bomlásuk felezési ideje, a kibocsátott sugárzás energiája) különbözőek lehetnek. Az ilyen mag-párok tagjait, amelyeknek különböző radioaktív sajátságai feltehetően belső szerkezetük különbözőségével kapcsolatosak, *Soddy* „magasabbrendű izotópok”-nak nevezte el.

A *Soddy* által (tisztán spekulatív úton) fel-tételezett „magasabbrendű izotópia”-ra a ter-mészetben az első példát *Otto Hahn* találta 1921-ben. *Hahn* a  ${}_{90}^{234}\text{Th}$  mag (melyet abban az időben  $\text{UX}_1$ -nek neveztek)  $\beta^-$ -bomlását tanul-mányozva azt találta, hogy a bomlás eredménye-képpen két különböző felezési idejű ( $t_1 = 1,14$  m,  $t_2 = 6,7$  h) radioaktív anyag keletkezik, amelyek mindegyike  ${}_{92}^{234}\text{U}$ -gyé alakul át, ismét  $\beta^-$ -sugárzás kibocsátása mellett. *Hahn*t megfigyeléseinek ezen eredménye egyértelműen arra a következtetésre vezette, hogy a  $t_1 = 1,14$  m és a  $t_2 = 6,7$  h felezési idejű radioaktív anyagok — amelyek az egykorú nomenklaturában az  $\text{UX}_2$  ill.  $\text{UZ}$  jelzést visel-ték — mindketten a  ${}_{91}^{234}\text{Pa}$  atommag módosulatai; *Soddy* kifejezésével: „magasabbrendű izotópjai”.

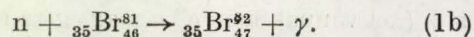
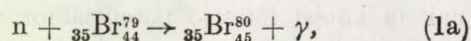
Az ezen kezdeti eredményeket követő év-tizedben a „magasabbrendű izotópia” természeté-nek felderítése terén nem történt előrehaladás. A jelenség további kísérleti vizsgálatára azért nem nyílt mód, mert — mint azt a kutatások meg-mutatták — a *Hahn* által felfedezett első példa: az  $\text{UX}_2$ — $\text{UZ}$  „magasabbrendű izotóp-pár” a jelenség egyetlen, a természetben előforduló példá-jának bizonyult. A jelenség mibenlétének tisztázá-sára irányuló elméleti erőfeszítéseknek pedig az állta útját, hogy ekkor még sem a magalkatrészek természetéről, sem pedig mozgástörvényeikről nem állt rendelkezésre elegendő ismeret, s így hiányoztak az atommag szerkezetére vonatkozó spekulatív kutatások szilárd alapjai.

### A bróm izomériájának felfedezése

*Irène Curienek és Frédéric Joliotnak* az atom-mag kutatásában új fejezetet nyitó felfedezése: radioaktivitás mesterséges úton történő előidézése (1934), a „magasabbrendű izotópia” holtpontonra jutott vizsgálatának is új lendületet adott. Szilárd *Leó* már a *Joliot*—*Curie*-házaspár felfedezésével egy esztendőben az indium mesterséges radioaktivitá-sát vizsgálva arra következtetett, hogy a „maga-sabbrendű izotópia” újabb példájával került szembe. Az első kétségtelenül megállapított esetet

a mesterséges radioaktív magok között: a  ${}_{35}^{80}\text{Br}$  „magasabbrendű izotópia”-ját, *Kurcsatov*, *Mi-szovszkij* és munkatársaik figyelték meg 1935-ben a Szovjetunióban, s tőlük függetlenül, ugyanabban az évben, *Fermi*, *Pontecorvo* és munkatársaik Olaszországban.

*Kurcsatov* és munkatársai kísérleteik céljával a radioaktív bróm-izotópok tanulmányozását tűzték ki. Ebből a célból (rádium- és berillium-por összekeverésével előállított neutronforrásból szár-mazó) neutronokkal természetes brómot sugároz-tak be. Ahhoz, hogy számbavehessük: milyen magátalakulásokat idézhetnek elő a beeső neutro-nok, tudnunk kell, hogy a természetes bróm a két stabil bróm-izotópnak,  ${}_{35}^{79}\text{Br}$ -nek és  ${}_{35}^{81}\text{Br}$ -nek (közel egyenlő arányú) keveréke. A neutronbesugárzás hatására várhatóan bekövetkező magátalakulás tehát elsősorban az ezen két izotópon végbemenő sugárzásos neutronbefogás:



Mint látjuk, a neutronbefogás során két radioaktív bróm-izotóp ( ${}_{35}^{80}\text{Br}$  és  ${}_{35}^{82}\text{Br}$ ) keletkezése várható. Megiepetést okozott ezért, amikor *Kurcsatov* a neutron-besugárzás után a bróm radioaktivitását (Geiger—Müller-számlálóval) megmérve három különböző felezési idejű  $\beta$ -aktivitást talált. A fele-zési idejű időkre kapott, mért értékek:

$$t_1 = 18 \text{ m}, \quad t_2 = 4,4 \text{ h}, \quad t_3 = 36 \text{ h} \quad (2)$$

Annak magyarázatára, hogy a neutron-besugárzás eredményeképpen három különböző felezési idejű radio-aktív anyag keletkezik, felmerülhet pl. a gondolat, hogy a neutronbefogás útján előállt közbenső mag nemcsak az (1) alatt feltüntetett  $\gamma$ -sugárzás, hanem más folya-matok: töltött részecskék (proton,  $\alpha$ -rész) kibocsátása útján is leadhatja az átalakulás során szabaddá váló energiát, miközben természetesen a brómtól különböző elem magja marad hátra, mint az átalakulás terméke. *Kurcsatov* kísérletei azt mutatták, hogy ez a magya-rázat nem elfogadható. A (2) alatt feljegyzett három különböző felezési idejű aktivitást ugyanis igen lassú neutronokkal való besugárzás után is megfigyelték; ekkor pedig a közbenső mag gerjesztési energiája bizonyo-san nem elég nagy ahhoz, hogy belőle — legyőzve  ${}_{35}^{80}\text{Br}$  meglehetősen magas Coulomb-potenciálját — töltött részecskék távozzanak el. De a közvetlen vegyi elemzés is azt mutatta, hogy a (2) alatt feljegyzett mind-három felezési idő a bróm vegyi tulajdonságait mutató anyaghoz tartozik; a neutronbefogás után tehát nem marad hátra a brómtól különböző radioaktív elem, töltött részecske kibocsátása nem következik be.

Egy más lehetséges magyarázat az lenne, hogy a brómnak valójában nem két, hanem három stabil izotópja van, s így az (1a-b) átalakulások mellett még egy harmadik is végbemegy, s ennek eredményeképpen jön létre a harmadik radioaktív anyag. Tekintettel arra, hogy a páratlan rendszámú elemeknél — amilyen a bróm is — egyetlen esetben sem találtak kettőnél több stabil izotópot, ez a magyarázat eleve igen valószínűtlen. De *Blewett* igen gondos vizsgálatai közvetlenül is megmutatták, hogy a brómnak két ismert stabil izotópján ( ${}_{35}^{79}\text{Br}$ ,  ${}_{35}^{81}\text{Br}$ ) kívül nincs további stabil izotópja 1/3000-nél nagyobb gyakorisággal; így tehát ez a magyarázat sem bizonyult helyesnek.

Miután bizonyossá vált, hogy egyrésről a (2) alatti felezési idejű aktivitások mindhárom bróm-



magokhoz tartoznak, másrésről pedig a neutronbesugárzáskor csak a  $\text{Br}^{80}$  és  $\text{Br}^{82}$  radioaktív bróm-izotópok keletkezhetnek, *Kurcsatov* a jelenség egyetlen elfogadható magyarázatának azt a feltevést találta, hogy *mindhárom aktivitás a  $\text{Br}^{80}$  és  $\text{Br}^{82}$  magokhoz tartozik*. E két bróm-izotóp egyikének tehát a „magasabbrendű izotópia” jelenségét kell mutatnia, hiszen a megfigyelés szerint két különböző felezési idejű radioaktív módosulatban fordul elő.

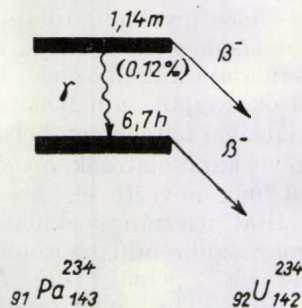
Ma a kissé körülményes „magasabbrendű izotópia” kifejezés helyett az „izoméria” elnevezés használatos. Az „izoméria” szót a vegytanból kölcsönözték a magfizikusok. Ott az azonos képlettel jellemzett, s így azonos atomokból, mint alkotórészekből felépülő, de az egyes atomokat különböző térbeli elrendezésben tartalmazó molekulákat nevezik izomereknek. A mag alkotórészei, a nukleonok, a kvantummechanikai zéruspontenergiának (a kötést létesítő potenciálhoz viszonyított) nagy értéke folytán nem tekinthetők lokalizáltak („el vannak kenve” a mag egész térfogatára); az atommag szerkezete tehát nem állítható párhuzamba a közelítőleg merev („kristályos”) szerkezettel rendelkező molekulákéval. Az izomér magok tehát — szemben az izomér molekulákkal — nem az alkotórészek térbeli elrendezésében különböznek egymástól.

Amint azt a neutron felfedezését (1932) követően intenzívvá váló elméleti magkutatás eredményei megmutatták, az atommag alkotórészeinek mozgását — éppúgy, mint a burok elektronjait — a kvantummechanika egyenletei írják le. A kvantummechanika tanítása szerint egy kötött részecske-rendszer energiája csak bizonyos meghatározott, diszkrét értékeket vehet fel: a rendszer tartósan csak az ezeknek megfelelő *stacionárius állapotokban* létezhet. Egy izomér mag-pár tagjai éppen abban különböznek egymástól, hogy különböző *stacionárius állapotban* tartózkodnak.

Az atommag tetszésszerűen ideig csak a legkisebb energiájú stacionárius állapotban (az *alapállapotban*) tartózkodhat, a többi magállapot nem szigorúan stacionárius. Ezekből a *gerjesztett* állapotokból a mag hosszabb-rövidebb idő után  $\gamma$ -sugárzás, vagy az elektronburoknak való közvetlen energiaátadás útján az alapállapotba megy át. (Megjegyezzük, hogy nem minden gerjesztett állapotban tartózkodó atommagot szokás izomérnek nevezni: *izomériáról általában olyankor beszélünk, ha gerjesztett mag élettartamát ténylegesen megmérték*.)

A magizoméria mechanizmusáról ismertetett elgondolásokat igazolja pl. az izoméria *Hahn* által felfedezett első példája, a  ${}_{91}\text{Pa}_{143}^{234}$  mag. Itt a  $t_1 = 1,14$  m felezési idejű izomér módosulat a gerjesztett állapotú  ${}_{91}\text{Pa}_{143}^{234}$  mag, a  $t_2 = 6,7$  h felezési idejű izomér pedig az alapállapotban levő  ${}_{91}\text{Pa}_{143}^{234}$ . Ezt mutatja az a megfigyelés, hogy a  $t_1 = 1,14$  m felezési idővel bomló radioaktív anyag a  $\beta$ -sugárzás mellett (kicsiny — 0,12%-os — relatív valószínűséggel)  $\gamma$ -sugárzást is bocsát ki. Ez a sugárzás a gerjesztett  ${}_{91}\text{Pa}_{143}^{234}$ -nek az alapállapotba való átmenetekor (amely folyamat *verseng* a gerjesztett  ${}_{91}\text{Pa}_{143}^{234}$   $\beta$ -bomlásával) keletkezik (1. ábra).

A mesterséges radioaktív anyagok izomériájának *Kurcsatov* által való felfedezése óta eltelt harmadfél évtizedben több, mint 250 izomér-párt (egyes esetekben *izomér-hármaszt*) figyeltek meg, s az izomér-kutatás értékes forrásává vált az atommag szerkezetére vonatkozó fontos ismereteknek. A következőkben — az első részletesen tanulmányozott izomér, a bróm példáján — az izomerek kísérleti vizsgálatának néhány módszeréről adunk áttekintést.

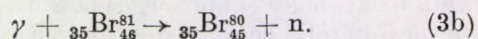
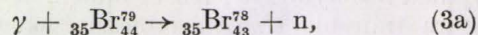


1. ábra

#### A bróm izomériájának vizsgálata a keresztezett magreakciók módszerével

Amint láttuk, a (2) alatt megadott három különböző felezési idejű aktivitásnak az (1) neutronbefogási folyamat termékeinél való megfigyelése arra a következtetésre vezetett, hogy a  $\text{Br}^{80}$  és  $\text{Br}^{82}$  izotópok egyike két különböző felezési idejű módosulatban keletkezik az (1) reakcióban, vagyis: izomér-párt alkot. Azt, hogy a két bróm-izotóp közül melyik mutatja az izoméria jelenségét, *Bothe* és *Gentner* állapította meg a *keresztezett magreakciók módszerével*.

*Bothe* és *Gentner* a természetes brómot a  $p + \text{Li}^7 \rightarrow \text{Be}^8 + \gamma$  reakció segítségével előállított 17,63 MeV-os  $\gamma$ -sugarakkal sugározta be. A  $\gamma$ -kvantumok a bróm-magokból neutronokat löktek ki, magfotoeffektust idéztek elő:



A keletkezett magok radioaktivitását mérve *Bothe* és *Gentner* a következő három felezési időt figyelte meg:

$$t_1 = 18 \text{ m}, \quad t_2 = 4,4 \text{ h}, \quad t_3 = 6 \text{ m}. \quad (4)$$

Az (1) és (3) magátalakulásokat, valamint a (2) és (4) alatt feljegyzett, mért felezési időket összehasonlítva az alábbi következtetéseket vonhatjuk le. A (2) és (4) alatt egyaránt megtalálható 18 m és 4,4 h felezési időeknek az (1) és (3) magátalakulásokban egyaránt keletkezett  $\text{Br}^{80}$  izotóphoz kell tartozniuk. A csak (2) alatt felírt 36 h felezési időnek a csak az (1) reakcióban keletkező  $\text{Br}^{82}$ -höz, a csak a (4) alatt megtalálható 6 m felezési időnek pedig a csak a (3) átalakulás eredményeképp keletkező  $\text{Br}^{78}$  izotóphoz kell tartoznia.



Következtetéseinket az alábbi kis táblázat összefoglalva mutatja:

	Br <sup>78</sup>	Br <sup>80</sup>	Br <sup>82</sup>
$t =$	6 m	18 m, 4,4 h	36 h

(5)

Innen nyomban leolvashatjuk, hogy az izoméria jelensége a Br<sup>80</sup> magnál lép fel

Megjegyezzük, hogy az izomériát mutató izotóp azonosítása közvetlenül is megtörténhet, ha az (1) neutronbefogási reakciót a vizsgálandó elem természetes izotóppozsztatétel készítménye mellett az egyik vagy másik izotóp bedúsításával kapott készítményét felhasználva is elvégezzük. Az azonosítás másik módszere: az (1) reakcióban radioaktívra tett elem tömegspektrográfiai elemzése és az egyes tömegspektrumvonalak aktivitásának közvetlen kimérése.

### Br<sup>80</sup> bomlási sémája

A Br<sup>80</sup> esetében talált izoméria természetének tisztázásához igen értékes információkat szolgáltatott az ezen mag két izomér módosulata által kibocsátott 18 m-os és 4,4 h-s  $\beta$ -sugárzás energiaspektrumának tanulmányozása. A  $\beta$ -spektrum kimérést Alihanov, Alihanian és Dzselepev végezte el. Arra a figyelemreméltó eredményre jutottak, hogy a 18 m-os és 4,4 h-s  $\beta$ -sugárzás energiaspektruma egyező alakú; nevezetesen azt találták, hogy a kétféle sugárzás  $\beta$ -részecekséinek maximális energiája a kísérlet hibahatárán belül azonos érték (2MeV).

Erre a mérési eredményre három elgondolható magyarázatot adhatunk; ezeket a 2. ábra szemlélteti. Először is (2/a. ábra) feltételezhetjük, hogy a  $\beta$ -spektrumok azonosságának az a magyarázata, hogy valójában csak egyféle  $\beta$ -átmenet megy végbe: a  $\beta$ -átmenet kezdeti ill. végállapota mindenkor a Br<sup>80</sup> ill. a Kr<sup>80</sup> magok alapállapota. Az alapállapotú Br<sup>80</sup>  $\beta$ -bomlásának felezési ideje a 18 m-os felezési idő. A hosszabb (4,4 h-s) felezési idejű  $\beta$ -aktivitás pedig a következőképpen jön létre: A Br<sup>80</sup> izomér módosulata hosszú élettartamú (felezési idő  $\approx$  4,4 h) gerjesztett állapotban tartózkodik. A gerjesztett magok hosszú élettartamuknak megfelelően lassan adják le gerjesztési energiájukat és alakulnak át alapállapotú magokká. Az így keletkezett alapállapotú magok, minthogy felezési idejük rövidebb, hamarosan  $\beta$ -bomlást szenvednek. A  $\beta$ -bomlás elé beiktatott nagy felezési idejű (gerjesztett állapot)  $\rightarrow$  (alapállapot) átmenet látszólag lelassítja a  $\beta$ -átmenetet; az a benyomás támad, mintha az alapállapotú magok 18 m-os felezési idejű  $\beta$ -átmenete mellett még egy másik  $\beta$ -átmenet is végbemenne, noha valójában minden  $\beta$ -átmenet ugyanazon kezdeti állapotból indul ki, s ugyanazon végállapotba vezet. — A másik két elgondolható magyarázat mesterkélebb. Feltételezhetjük, hogy ténylegesen két különböző  $\beta$ -átmenet megy végbe: az egyik a Br<sup>80</sup> és Kr<sup>80</sup> gerjesztett állapotait, a másik pedig ugyane két mag alapállapotait köti össze (2/b. ábra). A két sugárzás egyező maximális  $\beta$ -energiájának magyarázatára itt fel kell tennünk, hogy Br<sup>80</sup> és Kr<sup>80</sup> szerepet játszó gerjesztett állapotai véletlenül ugyanolyan magasságban helyezkednek el a megfelelő alapállapotokra viszonyítva. Ha ez a lehetőség valósul meg, úgy végezhetül

még a gerjesztett állapotban keletkező Kr<sup>80</sup> magoknak energialeadás mellett az alapállapotba kell átmenniük. — A harmadik szóba jövő elgondolás úgy magyarázza a kétféle  $\beta$ -aktivitás közel egyenlő maximális energiáját, hogy feltételezi: a gerjesztett és az alapállapotú Br<sup>80</sup> magok (a két izomér módosulat) egyaránt Kr<sup>80</sup> alapállapotába mennek át; a gerjesztett állapot és az alapállapot energiakülönbsége azonban oly kicsiny, hogy a kétféle  $\beta$ -bomlásban felszabaduló energia különbsége nem múlja felül a mérési hibahatárt (2/c. ábra).

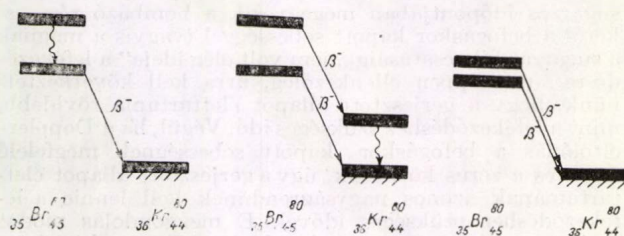
E három elgondolható magyarázat között könnyű dönteni. Ha a 2/a. ábra lehetősége valósul meg, úgy Br<sup>80</sup>  $\beta$ -sugárzása mellett még fel kell lépnie egy a gerjesztett (izomér) állapotból az alapállapotba vezető kvantumátmenetnek is. Ha a 2/b. ábra magyarázata a helyes, úgy nem a Br<sup>80</sup>-nál, hanem a  $\beta$ -átmenetet követően Kr<sup>80</sup>-nál megy végbe egy ilyen kvantumátmenet. Ha pedig a 2/c. ábrán feltüntetett lehetőség valósul meg, úgy  $\beta$ -átmeneten kívül más átmenet nem megy végbe. — A mag gerjesztett állapota és az alapállapot közötti átmenet során felszabaduló energia el távozik  $\gamma$ -kvantum alakjában ( $\gamma$ -sugárzás), de az is megtörténhet, hogy a mag az elektronburoknak adja át ezt az energiát: kilök belőle egy elektront. A mag gerjesztési energiája ekkor tehát az atom belsejében a kilökött elektron energiájává alakul át (belső átalakulás). Az atomból belső átalakulás eredményeképpen távozó elektronokat könnyű megkülönböztetni a  $\beta$ -elektronoktól. Míg az utóbbiak energiaspektruma folytonos, az előbbieket (a mag gerjesztési energiája által) jól meghatározott energiával hagyják el az atomot.

Ruszinov és Juzefovics az (1) reakció segítségével radioaktívra tett bróm sugárzását vizsgálva talált ilyen jól meghatározott energiájú, belső átalakuláshoz származó elektronokat. Minthogy a belső átalakulásért felelőssé tehető magátmenet csak a 2/a.—b. ábrákon feltüntetett lehetőségek esetében megy végbe, Ruszinov megfigyelése a 2/c. ábrán bemutatott lehetőséget kizárja. A 2/a. és 2/b. ábrán szemléltetett lehetőségek között a következőképpen dönthetünk. Midőn a belső átalakulás eredményeképpen valamelyik belső elektronpályáról kilöködik egy elektron, az egyik külső elektronpályáról átugrik egy elektron a hátramaradt üres helyre. Eközben röntgensugárzás keletkezik, melynek hullámhossza jellemző az öt kibocsátó elemre (karakterisztikus röntgensugárzás). Ha a 2/a. ábra lehetősége a helyes, úgy a belső átalakulás és vele együtt a karakterisztikus röntgensugárzás a bróm-atomban következik be, a 2/b. lehetőség esetében viszont a kripton-atomban. Ruszinov és Juzefovics a keletkezett röntgensugárzás abszorpcióját különböző anyagokban megfigyelve arra a következtetésre jutottak, hogy a keletkező röntgensugárzás a bróm és nem a kripton karakterisztikus röntgensugárzása. Megfigyelésük tehát azt mutatja, hogy a Br<sup>80</sup> izomériája esetében a valószínű viszonyoknak (a 2. ábrán feltüntetett három szóba jövő lehetőség közül) a 2/a. eset felel meg.

### A bróm izomér módosulatainak szétválasztása

A Br<sup>80</sup> izomériájáról az eddigiekben tett megállapítások helyességét ékesszólóan bizonyítja Segré, Halford és Seaborg szép kísérlete, akiknek első ízben sikerült elkülönítve előállítaniok a Br<sup>80</sup> 18 m-os felezési idejű izomér módosulatát.

Segré és munkatársai kísérletükben etilbromid-molekulákban (C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>Br) kötött bróm-atommagokat sugároztak be neutronokkal. Ha a mag egy neutront befog s így radioaktívra válik, a bróm-atom a befogáskor felvett impulzus (ill. az azt követően kisugárzott  $\gamma$ -kvantum visszalökő hatása) folytán kiszakad a molekula kötelékéből: a továbbiakban nem mint az etilbromid-molekula alkotórésze, hanem mint szabad bróm lesz jelen. Azáltal tehát, hogy a neutron-besugárzással radioaktívra tenni kívánt brómot C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>Br molekulákban kötött alakban sugározták be, elérték, hogy minden egyes neutronbefogási folyamatot, minden egyes radioaktív bróm-mag keletkezését egy vegyi átalakulás kísérte: az etilbromid-molekula szétesett s a radio-



2. a, b, c ábra



aktivvá tett bróm szabaddá vált. A besugárzás után a brómot (ezüst hozzáadásával, AgBr alakjában való lecsapás útján, vagy elektrolízis segítségével) elkülönítve tisztán a sugárzásos neutronbefogáskor [1. (1)-et] keletkező  $Br^{80}$  és  $Br^{82}$  radioaktív izotópokból álló készítményhez jutottak. (A radioaktív izotópok elkülönítésének e módszere a Szilárd—Chalmers-módszer.)

Segré és munkatársai a Szilárd—Chalmers-módszer segítségével előállított radioaktív brómot (mely  $Br^{80}$  és  $Br^{82}$  magokat tartalmazott) ismét etilbromid-molekulákba építették be. Midőn a gerjesztett állapotú  $Br^{80}$  magok közül valamelyik a Ruszinov és Juzefovics által megfigyelt módon: *belső átalakulás* útján az alapállapotba megy át, tehát a bróm-atom egyik belső elektronpályájáról kilöködik egy elektron, a magnak jutó visszalökődési impulzus (az átmenet kicsiny energiája folytán) nem elég nagy ahhoz, hogy kiszakítsa a bróm-atomot a molekulából. Az elektron kilöködése tehát *magábanvéve* még nem vezet a Szilárd—Chalmers-módszer esetében fellépő jelenséghez: az etilbromid-molekula felbomlásához. Érdekes módon a belső átalakulás *végso soron* mégis az etilbromid-molekula felbomlását eredményezi. A belső átalakulást követően ugyanis a bróm egyik külső elektronja beugrik a kilökött elektron által üresen hátrahagyott belső elektronpályára; az atom legkülső elektronhéjából ennek folytán hiányozni fog egy, a kémiai kötés kialakulása szempontjából döntő szerepet játszó elektron. A bróm-atomot a  $C_2H_5Br$  molekulához kapcsolódó kémiai kötés tehát felszakad: *bróm válik szabaddá*.

Nyilvánvaló, hogy ily módon csakis a belső átalakulást szenvedett, s így az alapállapotba jutott  $Br^{80}$  magok válhattak ki a molekuláris kötélekből. A kivált bróm lecsapását követően elvégzett közvetlen mérés a lecsapott brómban csupán egyetlen radioaktivitás: a 18 m felezési idejű  $\beta$ -aktivitás jelenlétét mutatta. *Segrének és munkatársainak szellemes módszerükkel sikerült tehát elkülöníteniük a  $Br^{80}$  18 m felezési idejű izomér módosulatát. Egyben megerősítették azon feltevés helyességét, mely szerint a 18 m felezési idejű  $\beta$ -aktivitás az alapállapotú  $Br^{80}$  magok tulajdonsága, ugyanakkor azt is megmutatta kísérletük, hogy a 4,4 h felezési idő a  $Br^{80}$  gerjesztett állapotából az alapállapotba vezető átmenethez tartozik.*

\*

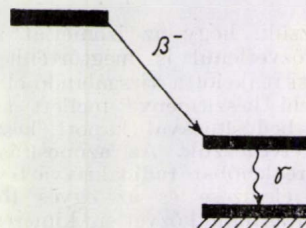
Amint azt az első, mesterséges úton létrehozott izomér: a bróm részletesen bemutatott példáján láttuk, a megfigyelések arra a meglepő eredményre vezettek, hogy gerjesztett atommagok órákon át képesek megmaradni gerjesztett állapotban. Az *izomérak hosszú élettartamának problémája* az első és legfontosabb probléma, amelynek megvilágítását és megoldását az elmélettől várunk kell. Ezzel a problémával külön cikkünk foglalkozik a Fizikai Szemle következő számában. Az izoméria kísérleti vizsgálatának jelen ismertetését — a rendelkezésre álló keretek között elérhető — teljesség kedvéért a *rövid felezési idejű izomérak* tanulmányozására szolgáló kísérleti módszerek vázlatos áttekintésével zárjuk.

### Rövid felezési idejű izomérak vizsgálata

A rövid élettartamok mérése alkalmas kísérleti technika rohamos fejlődésével az izomér-kutatás súlypontja újabban az egyre rövidebb felezési idejű izomérak tanulmányozása felé tolódott el. Míg 10—12 évvel ezelőtt  $10^{-7}$  sec-nél rövidebb felezési időt nem tudtak megmérni, az azóta eltelt időben a méréseket sikerült kiterjeszteni a  $10^{-7}$  és  $10^{-14}$  sec közé eső élettartamok tartományára is.

Olyan rövid felezési idejű izomérak élettartamát, melyek valamilyen radioaktív átalakulás (pl.  $\beta$ -bomlás) eredményeképpen kerültek a (gerjesztett) izomér állapot-

ba (1. a 3. ábrát) a *késleltetett koincidenziák módszerével* állapíthatjuk meg. A gerjesztett állapotú izomér keletkezésének pillanatát a  $\beta$ -részecske detektálásával rögzíthetjük. Ha ezután megmérjük, hogy a  $\beta$ -részecskét követő  $\gamma$ -kvantum átlagosan mekkora késéssel emittálódik (erre a késleltetett koincidenziák módszere módot ad), úgy eredményül a gerjesztett izomér állapot élettartamát kapjuk.



3. ábra

Magreakciók segítségével gerjesztett állapotba hozott izomér atommagok élettartamának meghatározására Telegdi és Thirion a következő szellemes módszert alkalmazták. A reakciót kiváltó részecskenyaláb útjába *vékony* céltárgyat helyeztek, melyből a bombázó részecske befogása útján előállított gerjesztett magok a befogáskor bekövetkezett impulzus-átadás eredményeképpen kiszakadhattak. Kollimátorral kombinált  $\gamma$ -számláló segítségével Telegdi és Thirion meg tudták állapítani, hogy az ily módon a vákuumba jutott, jól meghatározott impulzussal tovahaladó, gerjesztett atommagok átlagosan mekkora utat tettek meg a gerjesztett állapotból az alapállapotba vezető izomér átmenet bekövetkezéséig. Az átlagos megtett út és a sebesség ismert értékeiből következtetni tudtak a gerjesztett izomér állapot élettartamára.

Elliot és Bell igen rövid élettartamú gerjesztett magok kimutatására a mozgásba hozott atommag  $\gamma$ -sugárzásakor fellépő, *Doppler-jelenséget* használták ki. Módszerük lényege a következő. Ha a Telegdi és Thirion által használt, fent leírt elrendezésben *vastag* céltárgyat alkalmazunk, úgy a bombázó részecske befogása útján gerjesztett állapotba (s egyszersmind mozgásba) hozott magok nem tudnak kiszakadni a céltárgyból, hanem annak anyagában, bizonyos út megtétele után lefékeződve nyugalomba jutnak. Ha megmérjük a gerjesztett állapotból az alapállapotba vezető izomér átmenet során kibocsátott  $\gamma$ -kvantumok energiáját, meg tudjuk állapítani: mozgásban volt-e még a mag a kibocsátás pillanatában, vagy már elvesztette sebességét? A *mozgó* mag által a mozgás irányába kibocsátott  $\gamma$ -kvantumok frekvenciája (s így energiája is) a Doppler-jelenség folytán különbözni fog a mozgásirányra merőlegesen kisugárzott  $\gamma$ -kvantumokétól. Ha viszont a  $\gamma$ -kvantumokat *nyugvó* mag bocsátja ki, úgy a Doppler-jelenség természetesen nem lép fel, a  $\gamma$ -energia független a kibocsátás irányától. Ha az energiamérés azt mutatja, hogy a sugárzást kibocsátó mag már nyugvó állapotban volt, ebből arra kell következtetnünk, hogy a befogás eredményeképpen kialakult gerjesztett állapot élettartama *hosszabb*, mint a lefékeződéshez szükséges idő. (Ezt az időt ki lehet számítani, ha ismerjük a mag sebességét és a céltárgy anyagát.) Ha ezzel szemben a mért Doppler-eltolódás azt mutatja, hogy a mag sebessége a sugárzás időpontjában megegyezik a bombázó részecskétől a befogáskor kapott sebességgel (vagyis a magnak a sugárzás kibocsátásáig „nem volt elég ideje” a lefékeződésre), úgy éppen ellenkezőleg, arra kell következtetnünk, hogy a gerjesztett állapot élettartama *rövidebb*, mint a lefékeződéshez szükséges idő. Végül, ha a Doppler-eltolódás a befogáskor kapott sebességgel megfelelő érték és a zérus közé esik, úgy a gerjesztett állapot élettartamának azonos nagyságrendűnek kell lennie a lefékeződéshez szükséges idővel. E megfontolás módot nyújt az élettartam megbecslésére. Ha a kísérletet különböző anyagból készült (a vizsgálandó magot külön-



böző vegyületek alakjában tartalmazó) céltárggyal megismételjük, úgy e becslést pontos élettartam-meghatározássá finomíthatjuk. Megemlítjük, hogy ha olyan reakcióról van szó, amelyben a gerjesztett állapotba került mag sebessége nincs egyértelműen meghatározva (a reakció nem egyszerű befogás), úgy a Doppler-eltolódás helyett *Doppler-kiszéledést* figyelhetünk meg. A kiszéledés mértékéből ugyancsak következtethetünk a gerjesztett állapot élettartamára.

Különösen széles körben alkalmazták az utóbbi években gerjesztett magállapotok élettartamának meghatározására a *Coulomb-gerjesztés* jelenségét. Ha egy töltött részecske (proton,  $\alpha$ -rész) a mag mellett elhaladva nem jut olyan közelségbe, hogy a maggal a magerőter-közvetítette kölcsönhatásba lépjen és közben szö magot hozzon létre, a (hosszú hatótávolságú) Coulomb-ter közvetítésével mégis adhat át energiát: a magot gerjesztett állapotba hozhatja. A Coulomb-gerjesztés a folyamatának hatáskeresztmetszete és a gerjesztett állapot élettartama között az elmélet szerint egyszerű kapcsolat (fordított arányosság) áll fenn; ha tehát megmérjük a Coulomb-gerjesztés hatáskeresztmetszetét,

egyben a mag gerjesztett állapotának élettartamát is megismerjük. Ilyen módon 1953 óta százánál több gerjesztett izomér élettartamát ismerjük meg a  $10^{-7}$ – $10^{-12}$  sec tartományban.

\*

A *Fizikai Szemle* következő számában „Az atommagok multipól-sugárzásának szemléletes leírása” c. cikkünkben részletesen bemutatjuk: miképpen ad számot az elmélet az izomérkutató legszembetűnőbb eredményéről: egyes gerjesztett állapotú atommagok hosszú élettartamáról. Beszámolunk arról is, hogy miképpen gyarapítja a mag szerkezetére vonatkozó ismereteinket az izomér átmenetekben keletkező magsugárzások megfigyelése.

Györgyi Géza

Központi Fizikai Kutatóintézet  
Fizikai Optikai Laboratórium

## A FIZIKA TANÍTÁSA

### A Maxwell-féle elmélet a középiskolában

Az elektrodinamikát, a Maxwell-féle elméletet a középiskolában 3–4 elszórt, összefüggéstelen és — mint valaki panaszosan megjegyezte — kinyilatkoztatás-szerűen közölt képlettel tanítják. Az alábbiakban elbíráls alá bocsátunk egy levezetést, mely az összes tételekre kiterjeszkedik és ezt egyetlen törvényből kiindulva teszi.

E törvény

$$p = \frac{Qm}{r^2} \cdot \frac{v}{c} \sin \alpha.$$

Eszerint az egymáshoz képest  $v$  sebességgel mozgó töltés ( $Q$ ) és mágneses pólus ( $m$ ) hatnak egymásra.  $r$  a közöttük levő távolság,  $\alpha$  az  $r$  és  $v$  által bezárt szög,  $c$  a fénysebesség. Mivel  $c$  dimenziója sebesség, a  $p = \frac{Q_1 Q_2}{r^2}$

képlettel összevetve képletünket látható, hogy  $Q$  és  $m$  dimenziója ugyanaz, vagyis e képlet és az összes alábbi a Gauss-féle rendszerben van felírva. Így teljes szimmetria domborodhat ki az elektromos és a mágneses mennyiségek között. —  $p$  irányára az a sajátosság, hogy nem  $r$  mentén, hanem  $r$ -re merőlegesen hat, az akció-reakció elv szerint  $Q$ -t és  $m$ -et ellentétes irányban mozdítva el.

A kiinduló képletnek felvethető szépséghibája, hogy mágneses töltés ( $m$ ) valójában nincs. Ettől függetlenül azonban a mágneses pólusok minden hatása, miként pl. a Coulomb törvényben közölt is, mérhető, márpedig a mérhetőség a fizikai képletek kritériuma.

I. Képletünket  $m$ -el, illetve  $Q$ -val elosztva kapjuk a

$$H = \frac{Q}{r^2} \cdot \frac{v}{c} \sin \alpha \quad (1), \quad E = \frac{m}{r^2} \cdot \frac{v}{c} \sin \alpha \quad (2)$$

képleteket. (1) szerint mozgó töltésnek mágneses tere van. (2)-nek is analóg a jelentése. (1) és (2) sajátossága a kiinduló képlettel szemben, hogy  $Q$  és  $m$  közül már csak az egyiket szerepelteti. A másikat (ez az osztás értelme) tulajdonképpen egységnyinek vesszük, s így a képletekben erő helyett már téror szerepel. — A fennforgó tér a sebességet köralakban veszi körül. (1)-nél a jobbmarok hüvelykujját a töltés mozgásának irányába téve, a többi ujj adja  $H$  irányát. (2)-nél a balmarkot kell ugyanígy szerepeltetni.

(1)-ből a Biot—Savart törvény ismert módon ered. Ha a vezető  $l$  cm hosszú darabjában  $n$  elektron van, és egy elektron töltése  $e$ , akkor  $dl$  darabban  $dl \cdot n \cdot e$  töltés van. Ezt tesszük  $Q$  helyébe. Viszont  $n \cdot e \cdot v$  az áramerősség.

$$H = \frac{i \cdot dl}{r^2 c} \sin \alpha \quad (1.1)$$

Analóg képletet (2)-ből áramló mágnesség hiányában nem vezetünk le. De csak ezért. Tehát nem az elektromos-mágneses kölcsönhatások szimmetriája bomlik fel, hanem hiányzik a hatást okozó áramló pólus.

Továbbmenve, könnyen észrevesszük, hogy (1)-ben  $\frac{Q}{r^2}$  a töltés elektromos tere ott, ahol  $H$ -t nézzük. Ugyan-

így (2)-ben  $\frac{m}{r^2}$  a mozgatott pólus mágneses tere a keresett  $E$  helyén. Ezen az alapon:

$$H = E \frac{v}{c} \sin \alpha \quad (3), \quad E = H \frac{v}{c} \sin \alpha. \quad (4)$$

E két képlet a kiinduló törvénynek harmadik, immár teljesen térszerű megfogalmazásai. A gyakrabban szereplő (4)-et fogalmazva meg: ahol a mágneses tér ( $H$ ) vonul, ott reá és a sebességre merőlegesen elektromos tér ( $E$ ) is van jelen. Az okozó mágneses tér természetesen valahonnan ered, de ezt a harmadik fogalmazás már nem nézi. És ez Maxwell szemlélete. — Az irányokat a következő könnyen megjegyezhető és szimmetrikus képekben jelezhetjük meg, melyek talán Jean Perrintől erednek (Éléments de la Physique, 242. oldal.). Ha a hüvelykujj jelenti az okozó teret, a mutató ujj annak mozgását, a középső ujj pedig az okozott teret, akkor a (3)-ra a bal-kéz, a (4)-re a jobb-kéz az irányadó. A többi formális szabállyal szemben e szabályok fizikai tartalommal bíró, reális szabályok. Innen a könnyű megjegyezhetőségük is. Ha szabad magamról szólnom, korábban egy szabályt sem tudtam megjegyezni; ezeket lehetetlenség elfelejtenem.

II. (3) és (4) az összes további jelenségeket megmagyarázó főképletek. Szorozzuk meg (3)-at  $m$ -el, (4)-et  $Q$ -val. Kapjuk:

$$p = E m \frac{v}{c} \sin \alpha \quad (5), \quad p = H Q \frac{v}{c} \sin \alpha. \quad (6)$$

Utóbbi a Lorentz-erő. — A Lorentz-erő is áll (4) jobb-kéz szabálya, de ki kell tartani amellett, hogy a mutató-ujj  $H$  mozgását mutassa. Mivel a valóságban rendszerint  $Q$  mozog,  $H$  relatív mozgása azzal ellentétes.

A Lorentz-féle képletet éppúgy átalakíthatjuk, mint az imént (1)-et. Kapjuk a néhol Laplace nevével megjelölt képletet:

$$p = \frac{H i dl}{c} \sin \alpha. \quad (6.1)$$



Feltétlenül vegyük észre, hogy ezen erő (4) azon következménye, hogy a mágneses tér relatív mozgása folytán keletkező  $E$  a vezetőben levő töltéseket a vezetőre merőlegesen, a vezető fala felé mozditja el, és velük együtt (ponderomotorikus erő) a vezetőt.

(5) inkább csak elvi képlet, mert szabad pólus nincs. Amennyiben azonban mechanikusan mozgatunk egy pólust, a közölt erő jelentkezik.

A köztudatban az indukció törvényeinek nevezett képletek is (3) és (4) következményei. De—ismételjük—az összes eddigi képletek is tulajdonképp indukciós törvények. A köznap szűkértelmű szóhasználat csak  $E$  keletkezését nevezi indukciónak,  $H$ -ét nem; továbbá  $E$  keletkezését is csak akkor, ha az a vezető mentén, nem pedig a fala felé történik. Azzal, hogy minden jelenséget (3) és (4) következményének látunk, a jelenségek átfogóbb szemléletéhez jutunk.

Legyen  $l$  egy egyenes szakasz és essék össze (3) és (4) baloldalán szereplő keletkezett terek irányával. Szorozzuk meg az egyenleteket  $l$ -el:

$$\mathcal{H} = E l \frac{v}{c} \sin \alpha \quad (7), \quad \mathcal{E} = H l \frac{v}{c} \sin \alpha. \quad (8)$$

(Itt  $\mathcal{E}$  az elektromotoros,  $\mathcal{H}$  a magnetomotoros erő.) Ha a keletkezett tér általa elmozgathatókat talál/mentén, pl. töltéseket az  $l$  vezetőben, hatására addig válik szét a töltés és halmozódik fel a nyitott vezető szakasz két végén, amíg a köztük jelentkező Coulomb-erő ki nem egyensúlyozza a szétválasztó erőt. Utána a folyamatos további mozgásra a szétválasztottság fenntartásához van szükség, de további szétáramlás már nincs. Az új szabály alkalmazásánál itt is felhívjuk a figyelmet arra a gyakoribb esetre, melynél  $l$  a tulajdonképpeni mozgó.

Ha  $l$  vezető nem nyitott, jól ismert módon kapjuk az indukciónak  $\Delta\mathcal{P}$  ill.  $\Delta\Phi$  fluxus-növekedéssel kifejezett képleteit. Mindkét térre felírva

$$\mathcal{H} = \frac{\Delta\mathcal{P}}{c \Delta t} \quad (7.1), \quad \mathcal{E} = \frac{\Delta\Phi}{c \Delta t} \quad (8.1)$$

Irányszabályuk is levezethető az előzőből. Ha egy körülhatárolt felület felé mutató (balmarok hüvelykujja) átöltet mágneses erővonalak szaporodnak, akkor a többi ujj iránya adja a keletkező rotációs elektromos teret. (7.1)-nél a jobbmunkot kell alkalmazni.

(7)-et és (7.1)-et, mint mondtunk, nem szokták az indukció képleteinek tekinteni. Holott azok. Magneto-motorikus erő ( $\mathcal{H}$ ) ugyan nem keletkezik, de ismét csak azért, mert áramló mágnesség nincs. A gyorsan váltakozó tereknél és az elektromágneses hullámoknál azonban (7) és (8) együtt okozzák a jelenséget. — Mi itt csak a stacionárius állapottal foglalkoztunk. Képleteinkben szereplő minden sebesség  $\left(v, i, \frac{\Delta}{\Delta t}\right)$ , azaz az okozó tér mozgása

mindig egyenletes; az egyenlőségek baloldalán szereplő minden okozat pedig ennek megfelelően állandó érték.

III. A közölt tárgyalásmódnak, azaz a (4) szemzőgéből való nézésnek előnyét bemutatjuk a motor és generátor esetében. Mindkettőnél (4) kétszer jut szóhoz. A motornál előbb (6.1), azután (8) formájában, a generátornál megfordított sorrendben. Nem nehéz mindezt végiggondolni. A három új szabály azt is megmondja, hogy a motornál a másodikként szereplő (8) értelmében oly  $\mathcal{E}$  keletkezik, mely ellentétes a bekapcsolttal; a generátornál pedig a másodikként fellépő (6.1) értelmében oly erő hat a vezetőre, mely az eredeti mozgással ellenkező irányú. — Így nincs megsértve az energiatétel. A generátornál súrlódásmentes szélső esetben a (8)-hoz szükséges mozgás nem jár munkával. Mégis  $\mathcal{E}$ i elektromos teljesítményt kapunk? Igen, de ha (8)-at megszorozzuk  $i$ -vel, a (6.1) szerinti  $p.v$ -t kell leküzdeni. A motornál pedig az Ohm-törvényből folyó  $U_i = i^2 r + iE$  képlet szerint ( $U$  a bekapcsolt elektromotoros erő) a felhasznált teljesítmény két részre oszlik. A második rész ugyanazon két képlet szerint egyenlő a kapott mechanikai teljesítménnyel.

Prohászka Kamill

Bányaipari Technikum,  
Tatabánya

## EGYESÜLETI ÉLET—HÍREK

### ÖTÉVES AZ MTA ATOMMAG KUTATÓ INTÉZETE

Aránylag rövid múltra tekinthet vissza, a Magyar Tudományos Akadémia fiatal intézetei közé tartozik a Debrecenben működő Atommag Kutató Intézet. 1954-ben hívta életre a Minisztertanács és a Magyar Tudományos Akadémia Elnökségének határozata. A megalakulás óta eltelt évek alatt az intézet kutatói máris számos szép eredményt értek el, melyek közül egyesek nemzetközi érdeklődésre is számot tarthatnak.

A debreceni atommagkutatás gyökerei még a második világháború előtti évekre nyúlnak vissza. Az ATOMKI igazgatója, dr. Szalay Sándor Kossuth díjas egyetemi tanár 1936 óta végez kísérleti atommagfizikai kutatómunkát Debrecenben. A debreceni Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetében megindult kutatómunka teremtette meg az alapját az ATOMKI kialakulásának, az ott megindult kutatási programm vált az ATOMKI kutatási programjának is kiindulópontjává. Az ATOMKI megalakulása tette lehetővé, hogy sok olyan elgondolás, kísérleti terv megvalósulhasson, melyek mint kísérleti megvalósításra megérett problémák már régebben megvoltak, de a tanszék adta lehetőségek között megvalósításra nem kerülhettek. Éppen ezért az ATOMKI-ban folyó tudományos kutatómunka nem tekinthető a Kísérleti Fizikai Intézet munkájától függetlennek, hanem az ott megkezdett munka szerves folytatásának. A Kísérleti Fizikai Intézet történetéről, munkájáról már jelent meg beszámoló e lap hasábjain, az 1958. évi VIII. évfolyam 7. számában, így most csak utalunk az ott írtakra.

Az ATOMKI működésének első éveiben igen komoly nehézséget jelentett, hogy nem állott megfelelő

épület rendelkezésre. A rendelkezésünkre bocsátott épület (eredetileg árvaház, majd diákotthon, végül szakértésigis kollégium) akkori formájában alkalmatlan volt az Intézet céljaira, komoly átalakítási munkákat kellett végrehajtani, melyek igen elhúzódtak, s a beköltözésre csak 1956 nyarán kerülhetett sor. Ez időig az ATOMKI kutatói vendégként az egyetemi Kísérleti Fizikai Intézetben dolgoztak, ahol a helyhiány nagymértékben korlátozta a munka teljes intenzitással való megindítását.

Azóta az intézet mind létszámát, mind beruházásait, műszerállományát tekintve lényeges fejlődést ért el. Az intézet második laboratóriumi épülete már saját terveink szerint, kifejezetten a laboratóriumok igényeit véve figyelembe, újonnan épült. 1956 nyarán kezdődött el az építkezés, és 1958 végén fejeződött be. Ebben az épületben nyertek elhelyezést az intézet kémiai analitikai csoportja, a vákuumtechnikai és gyorsító-csoport, és itt épül az ATOMKI 800 kV-os kaszkádgenerátora is. Ezek, valamint más kutató csoportok mellett itt került elhelyezésre az egész intézet központi fűtése és transzformátor állomása, központi energia elosztója is.

1958 őszén kezdődött meg az intézet hidegfizikai laboratóriumának építése, s ez remélhetőleg 1959 őszére befejeződik. Ezzel az ATOMKI összes eddig jóváhagyott építkezései befejeződnek.

Említést kell itt tennünk az intézet 1957-ben épült lakóépületéről, mely 5 családnak és négy fiatal kutatónak nyújt összkomfortos otthont, s melyben négy vendégszoba szolgálja az Intézet vendégeinek kényelmét.

Az intézet létszáma az elmúlt öt év alatt majdnem megkétszereződött. 1954. évi zárólétszám 46 fő volt, ebből kutató 15. Az 1958. év végén az ATOMKI teljes létszáma 80 fő, ebből kutató 25.





1. ábra. Az ATOMKI épületei, előtérben a laborület

Mindezek előrebocsátása után térjünk rá az ATOMKI kutatómunkájának ismertetésére.

\*

Az ATOMKI aránylag kis létszáma — különösen a kezdeti időszakban — nem tette indokoltá osztályok, vagy akár csak kutatócsoportok szervezését. Természetes viszont, hogy a kutatási feladatok különbözősége és szerteágazó irányai miatt idővel mégis alakultak ki munkacsoportok (például vákuumtechnikai, vagy elektronikus csoport), így bizonyos fokú munkamegosztás alakult ki az intézetben belül. Ez a munkamegosztás egészséges mértékű, kötetlen jellegénél fogva nem eredményezi a fiatal munkatársak túl korai specializálódását, viszont ugyanakkor hatékonyan hozzájárul a kutatómunka színvonalának és eredményességének emeléséhez.

Az ATOMKI főbb kutatási témái az alábbi csoportokba sorolhatók:

1. Fundamentális atommagfizikai vizsgálatok
2. Urángeokémiai vizsgálatok
3. Rádióaktív izotópok nyomjelző alkalmazásai
4. Vegyes vizsgálatok a radioaktivitás köréből
5. Kutatási berendezések építése.

Természetesen nem lehet célunk, hogy ezen rövid beszámoló keretében részletes ismertetést adjunk az intézet valamennyi kutatási témájáról, így a továbbiakban csak a főbb eredményekről szeretnénk beszámolni, valamint az intézet főbb terveiről szeretnénk ismertetést adni.

\*

Mint már bevezetőben említettük, az intézet kutatási témái közül legrégibb múltra a fundamentális atommagfizikai vizsgálatok tekinthetnek vissza. Még az egyetemi Kísérleti Fizikai Intézetben indultak meg azok a vizsgálatok, melyek könnyű atommagokon végmenő magreakciók gerjesztési függvényeinek felvételére irányultak. Az ATOMKI szervezése lehetővé tette ennek a kutatási programnak a kiterjesztését, ugyanakkor a régebbi vizsgálatoknak újabb, pontosabb metodikával való megismétlését. Így például a Kísérleti Fizikai Intézet munkatársai vizsgálták a magnézium atommagokon alfa-sugarakkal való bombázás hatására létrejövő  $(\alpha, n)$  valamint  $(\alpha, p)$  magreakciókat. Tekintettel arra, hogy a magnézium három stabil izotóp keverékéből áll, a vizsgálatok során nem lehetett teljes biztonsággal eldönteni, hogy a megállapított gerjesztési nívók pontosan melyik közbeeső atommaghoz rendelhetők. Jelenleg van folyamatban az ATOMKI-ben ugyanezen magreakcióknak a részletes vizsgálata, most már a magnézium szeparált izotópjain, a régivel sokkal fejlettebb technikával.

Könnyű atommagokon alfa-részek által létrehozott magreakciók gerjesztési függvényeinek felvétele állandóan szerepel az intézet munkatervében, eddig is több magfolyamat gerjesztési függvényét sikerült felvenni. Külön

meg kell emlékeznünk az ATOMKI Medveczky László tud. munkatárs által vezetett fotoemulziós csoportjának munkájáról. E csoport a fotoemulziós módszer segítségével végez vizsgálatokat főleg az  $(\alpha, n)$  magreakciók neutronspektrumának felvétele terén. A csoport kidolgozta a magfizikai emulziók előhívásához, processzálásához szükséges technikát, és komoly kutatómunkát végez a gyors neutronspektroszkópia területén. A csoport segítséget nyújtott a váci Fotokémiai Laboratóriumnak a magfizikai emulziók hazai előállítására terén végzett kutatómunkájához. A hathatós és eredményes együttműködés eredményeképpen sikerült kidolgozni egy olyan hazailag előállítható emulziótípust, melynek karakterisztikus tulajdonságai semmivel sem maradnak mögötte az alacsonyenergiájú atommagfizikai kutatásokban általánosan használt fotoemulziók hasonló jellemzői mögött.

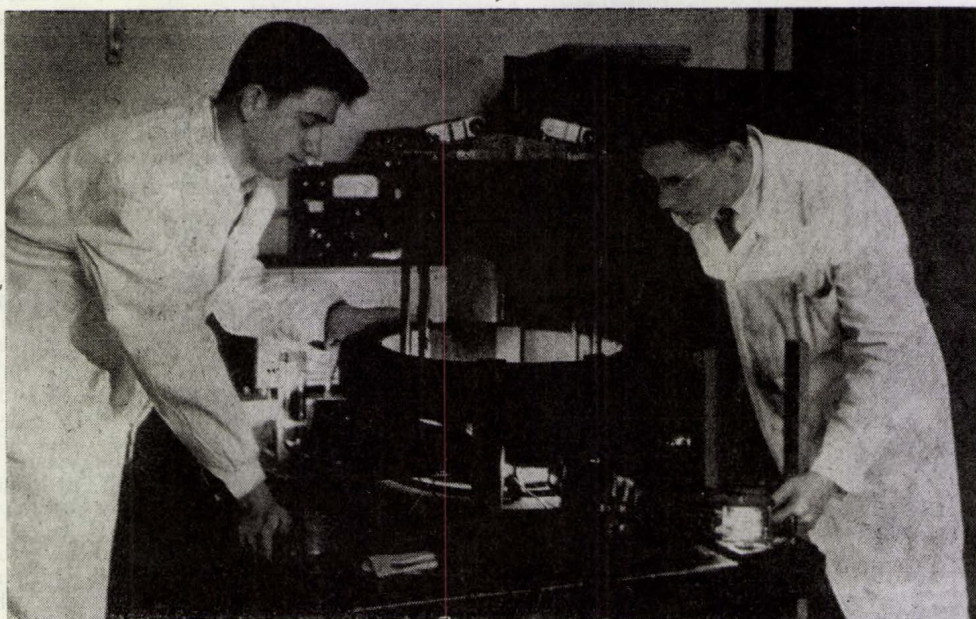
A magspektroszkópia ma már igen fejlett és kiterjedt területén belül az ATOMKI-ban a béta- és gamma-spektroszkópiában folyik kutatómunka. Még a negyvenes években kerültek kidolgozásra — Szalay professzor elgondolásai szerint — egy új típusú toroidális elrendezésű, mágneses szektorteres béta-spektrométer tervei. Sajnos, az akkori mostoha körülmények miatt a berendezés megépítésére csak most kerülhetett sor. Előnye a nagy transzmisszió, kielégítő feloldás mellett, ami lehetővé teszi aránylag kis anyagmennyiségeken is magspektroszkópiai vizsgálatok elvégzését. A spektrométer, kiegészítve egy komplett gamma-spektrométerrel, kiválóan alkalmazható mint koincidenca-spektrométer is. A berendezéssel Berényi D. név tudományos munkatárs az elmúlt évben a neodýmium-147 izotóp bomlási sémáján végzett vizsgálatokat. A gamma-spektroszkópia technikáját az intézetben Máhé György tud. munkatárs fejlesztette ki (szcintillációs spektrométerek, relatív csatornaszélességű automatikus gamma-spektrométer, stb.).

Az 1957. év elején sikerrel jártak azok a Szalay professzor irányítása mellett Csikai Gyula által végzett mérések, melyek a neutrínó indirekt kimutatását célozták, visszalökő hatása révén. Neutrínóforrásként e kísérletekben a He-6 izotóp szolgált, mely 0,8 sec felezési idővel egy béta-részecske és egy antineutrínó kibocsátása közben lítium-6 izotóppá alakul át. Az egyes bomlási folyamatok észlelése, valamint a visszalökési szögek megállapításához az események rögzítése egy automatizált expanziós ködkamra segítségével történik. A ködkamra építése még az egyetemi Kísérleti Fizikai Intézetben kezdődött meg, s e kísérletek eredményeiről már jelent meg beszámoló a lap hasábjain (az I. balatonvilágosi konferencia anyagában), így ezeknek a részletes tárgyalásától ezúttal eltekintünk. A nyert nagyszámú felvétel alapján nemcsak meggyőzően ki lehetett mutatni a neutrínó visszalökő hatását, hanem bizonyos következtetéseket lehetett levonni a bomlási folyamat során fellépő kölcsönhatás jellegére is, a nyert szögeloszlási függvény vizsgálata alapján.

\*

Mint a KFI munkájával foglalkozó közleményben is említés történt róla, már 1947-ben megindították Szalay és Földvári professzorok kutatásaikat az atomenergia nyersanyagainak, elsősorban az urániumnak hazai előfordulásai után. Munkájuk két irányban is eredményes volt: első ízben mutattak rá a Mecsek hegység rádióaktív anomáliáira, így vizsgálataik a későbbi szélesebb körű — és eredményes — kutatások kiindulópontjává szolgálhattak, és vezettek végső soron a Mecsek hegység területén levő uránérclelvek felfedezéséhez, másrészt sikerült kimutatni, hogy egyes dunántúli kőszeneink környezetükhöz képest sokszoros dúsításban tartalmaznak nyomelemként urániumot. Az eleinte igen nagy nehézségek között megindult munka szélesebb körűvé válhatott az ATOMKI beindulásával. Szalay professzornak és munkatársainak sikerült széleskörű felmérő és laboratóriumi munkával részleteiben is kidolgozni az uránnak és más nehézfémeknek biotitokban történő feloldulására vonatkozó geokémiai elméletét. A laborató-





2. ábra. Az expansziós ködkamra, amellyel a neutrínó vizsgálatok folynak

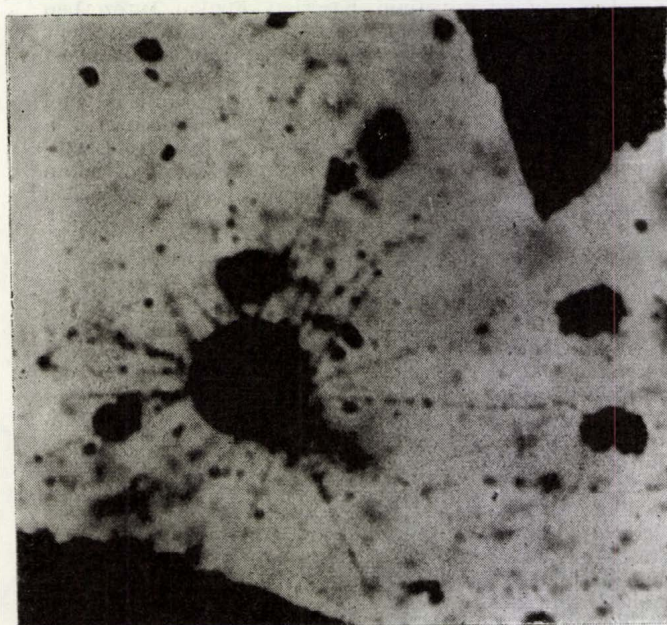
riumi kísérletek, valamint a helyszíni mérések alapján megállapítható volt, hogy az uránnak, valamint egyes más nehézfémeknek kőszekenben történő feldúsulása elsősorban adszorpciós folyamatok eredménye, melyek vizes oldatból a humifikálódó növényi maradványok humuszsavtartalmán mennek végbe.

E témakörhöz kapcsolódóan igen értékes munkát fejtett ki az ATOMKI analitikai kémiai csoportja az uránmeghatározásokhoz szükséges mikroanalitikai módszerek kidolgozásával, melyek lehetővé tették például természetes vizekben néhány mikrogramm/liter urán-koncentráció esetén is az urán pontos mennyiségi meghatározását.

Egyes dunántúli szénekben talált aránylag magas uránkoncentráció arra engedett következtetni, hogy megfelelő elődúsítási eljárás kidolgozásával elérhető lenne, hogy elégetés után kifizetődő legyen az urán nagyüzemi kitermelése egyes szénecink hamujából. Egy ilyen dúsítási eljárás kidolgozására folytak is kísérletek az ATOMKI-ban, s így laboratóriumi méretekben sikerült is elérni olyan uránkoncentrációt egyes szénecink hamujában, ami már megközelítette a kitermelés szempontjából másodrendben számbajöhető uránérccek urántartalmának szintjét. Az 1958 szeptemberében tartott II. genfi konferencia tapasztalatai azonban azt mutatták, hogy az elmúlt években végzett nagyarányú kutatómunka eredményeképpen világszerte feltárt uránérc mennyisége akkora, hogy még hosszú éveken keresztül képes fedezni a világ uránszükségletét. Így a kisebb uránkoncentrációjú, és természetesen kevesbé gazdaságosan kiaknázzható uránérccek kihasználására egyelőre nem kell gondolni, annál is inkább, mivel jelenleg uránban világszerte túlermelés mutatkozik. A hazánkban is feltárt, a szén hamujánál nagyobb uránkoncentrációjú lelőhelyek uránkészletei alapján úgy látszik, hogy egyelőre nem időszerű és nem gazdaságos ezen uránkincsünk kiaknázására komolyabb gondot fordítani. Olyan országban azonban, ahol nagyobb urántartalmú ércek feltárva nincsenek, vagy a szén uránkoncentrációja a hazaiaknál nagyobb értéket ér el, ezek a tudományos vizsgálatok utat mutattak az urán gazdaságos kinyerésére (pl. NDK).

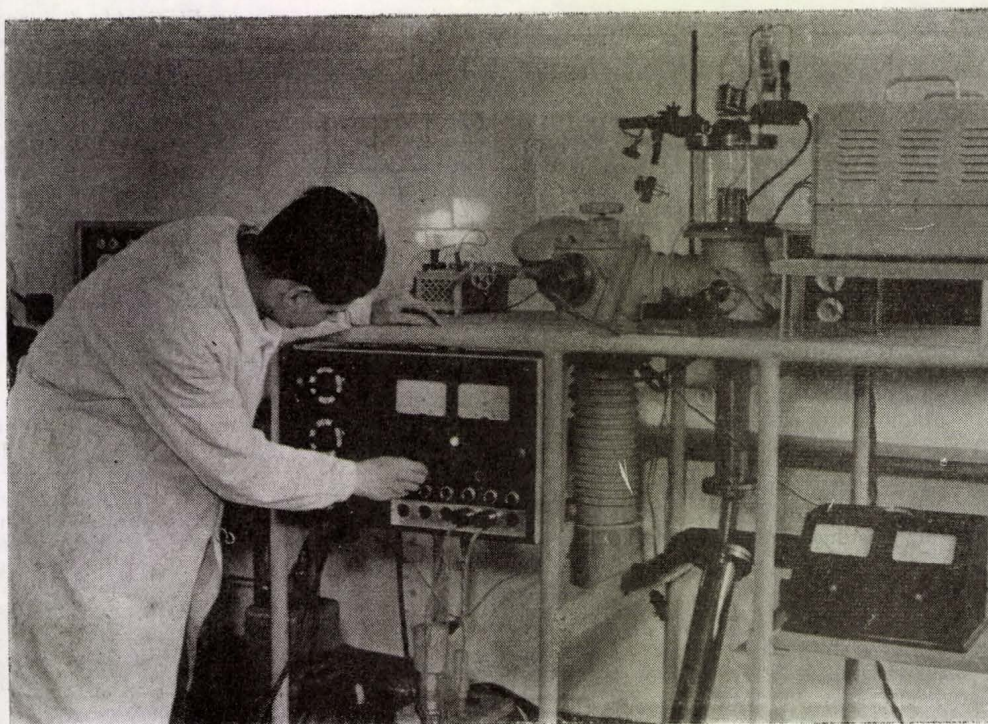
\*

Szélesebb keretek között folytatódott az ATOMKI-ban a már a KFI keretei között megkezdődött orvosi-biológiai jellegű kísérletek radioaktív izotópok nyomjelző alkalmazásaival kapcsolatban. Jelenleg is számos téma kidolgozása folyik dr. Kertész László tud. munkatárs vezetésével, jórészt a debreceni Orvostudományi Egyetem klinikáival, intézeteivel együttműködésben. E munkák célja kettős: a konkrét problémák megoldásán túlmenően lehetőséget nyújt a klinikai intézetek kutatói számára, hogy ezen feladatok megoldásának munkáiba bekapcsolódva megismerkedjenek az izotópos munka technikájával, módszereivel, így kiképzést nyerjenek arra az időszakra, amikor a már befejezés előtt álló klinikai izotóplaboratóriumban önállóan fogják munkájukat végezni.



3. ábra. Magfizikai fotoemulzióba ágyazott urántartalmú szén hamuszemcséi. A gömbövé olvadt szemcséből kiinduló vonalak  $\alpha$ -részek nyomai





4. ábra. Ionforrásvizsgáló pad

Nem kívánjuk itt részletesen tárgyalni az egyes kutatási témákat, csupán példaképpen szeretnénk néhányat felsorolni. Az Orvostudományi Egyetem II. sz. belklinikájával együttműködésben bevezettük a pajzsmirigyfunkciós vizsgálatokat J—131 izotóppal. Kísérletek folynak ezen izotóp terápiás alkalmazására is. A tüdősebészeti klinikával együttműködve bevezettük az Au—198 izotóp terápiás alkalmazását a légzőutak rákos elváltozásainak kezelésében. Kísérletek folytak a pleurális nyirokkeringés, valamint a máj nyirokkeringésének vizsgálatára. Jelenleg is folyik a radiocalciummal nyomjelzett tojásbéj és  $\text{CaCO}_3$  szervezetbe történő beépülésének vizsgálata rachitises és normális csontrendszerű állatokon végzett kísérletek keretében.

\*

Nemrégiben kezdte meg működését az Intézet neutronfizikai csoportja. A csoport kutatási témáinak legnagyobb része neutronoknak moderátorközegekben való eloszlásának, diffúziójának, lassításának vizsgálata területére esik. E vizsgálatok végső célja, hogy előzetes tanulmányokat folytassanak egy kisteljesítményű homogén vízforraló reaktor tervezéséhez.

\*

Az ATOMKI megalakulása óta ebben az intézetben folyik a Debrecenben lehullott csapadék radioaktivitásának vizsgálata is. A lehullott csapadék rendszeres radiometriai ellenőrzésén túlmenően vizsgálatok folynak olyan természeti folyamatok tisztázására, melyek az egyes hasadási termékek felhalmozódását, dúsulását eredményezhetik.

Az elmúlt években — de jelenleg is — jelentős helyet foglalt el az ATOMKI tevékenységében a különböző kutatási berendezések tervezése és építése. Ez érthető is, hiszen egy újonnan létesített intézetet kellett felszerelni, melynek a legminimálisabb alapfelszerelés sem állott rendelkezésére, ugyanakkor az atommagfizikai mérőberendezések legnagyobb része nem szerezhető be a kereskedelembe, legfeljebb import útján. Sok esetben maga a kutatási feladat követeli meg egyes speciális irányú berendezések megépítését. Az előzőekben már szó esett a precíziós automatizált kódkamráról, vagy a béta-spektrométerről, mely komoly értékeket

képviselő berendezéseket szinte teljes egészükben az intézet műhelyei készítettek el.

Megépítésre került egy 100 kV gyorsítófeszültséggel működő kis gyorsító, melyet neutrongenerátorként használunk. A neutronok előállítása a  $\text{H}^3(d,n)\text{He}^4$  magreakció útján történik. A generátor neutronhozama közel  $10^9$  neutron/sec. A neutronokat részben neutronfizikai kísérletek céljaira, részben pedig igen rövid felezési idejű izotópok előállítására, valamint neutronaktiválásos analízis céljaira használjuk fel. Jelenleg építés alatt áll egy 300 kV-os kaszkádgenerátor, melyet mint nagyhozamú neutrongenerátort akarunk hasznosítani, valamint egy 800 kV-os kaszkádgenerátor, magfizikai vizsgálatokhoz.

\*

Különböző laboratóriumi feladatok megoldására számos kisebb laboratóriumi mérőműszer készült az ATOMKI-ben. Igen jól beváltak a különböző Geiger—Müller csöves mérőberendezések. A 64-es alaosztású számlálóberendezéseken kívül kidolgozásra kerültek dekatroncsövekkel működő dekadikus számlálóberendezések is, szcintillációs számlálókhoz. Megoldottuk a szcintillációs számlálókhoz szükséges, de nehezen beszerezhető talliummal aktivált nátriumjodid egykristályok házi előállítását is. Kis mennyiségű urán pontos mennyiségi meghatározására alkalmas az intézetben kidolgozott, elektronsokszorozóval működő fényelektromos fluoriméter. Segítségével 0,01 gamma urán is kimutatható.

Az ATOMKI elektronikus csoportja igen komoly munkát végzett eddig is az egyes kutatócsoportok elektronikus műszerekkel való ellátása terén. A béta-spektrométerhez koincidenziakört, differenciál diszkriminátorokat készítettek. Építés alatt áll egy 12 csatornás, mágneses tárolású időanalizátor.

Előreláthatólag 1960 elején fejeződik be egy másodrendben fókuszáló, szektorteress mágneses rendszerű tömegspektrométer építése is. A tömegspektrométert elsősorban geokémiai problémák megoldására kívánjuk használni.

\*

Nem lehetett e beszámolóknak célja, hogy teljes és részletes ismertetést adjon az ATOMKI munkájának,



terveinek, mindössze rövid áttekintést szerettünk volna adni arról a munkáról, ami a debreceni Atommag Kutató Intézetben folyik. Így például nem tettünk említést azokról a röntgenoptikai vizsgálatokról, melyek nemrég indultak meg az ATOMKI-ben dr. Orbán György tud. osztályvezető irányításával. Nem soroltuk fel az Intézet összes kutatási témáit, inkább minden

egyik szakterületről kiragadva néhányat, igyekeztünk képet adni az ATOMKI munkatársainak munkájáról. Azt hiszem, hogy az eddig elért eredmények komoly biztosítékot jelentenek arra nézve is, hogy az Intézet munkatársai a jövőben is komoly eredményekkel fognak hozzájárulni a magyar fizika fejlődéséhez.

K. Á.

## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

**Konferencia a nagyenergiájú fizikáról Kievbén.** A IUPAP a IX. Nemzetközi konferenciát a nagyenergiájú fizikáról Kievbén rendezte 1959 júliusában. A mintegy 300 delegátus közül kb. 100 érkezett a Szovjetunióból, 50 az Egyesült Államokból, egyenként kb. 12 főnyi delegáció képviselte Kínát, Franciaországot, Olaszországot, Angliát és Németországot két részből. Hazánkban két küldött érkezett. — A konferenciát Blohincev nyitotta meg, megemlékezett Pauli és Lawrence haláláról. Az első napokban az előadások az erős  $\pi$ -kölsönhatásokkal foglalkoztak. A kölsönhatár dimenziótlan csatlós állandója  $f^2 = 0,0813 \pm 0,0035$ . (Ez állítandó az elektromos  $1/137$ -tel párhuzamba.) Potecorvo a  $\pi$ -kölsönhatások töltésfüggetlenségét bizonyító kísérletet ismertette. Nagy érdeklődést keltett Mandelstam elmélete, amelyben a diszperziós integrálok szingularitásaira tett kikötésekkel először adott módot a leg-egyszerűbb pionos folyamatok sikeres elméleti kvantitatív tárgyalására, a téregyenletek, Lagrange-függvény vagy Hamilton-operátor igénybevétele nélkül. A kvantumelmélet ezen új változatával foglalkoztak Chew, Lehman, Landau és Shirkov előadásai. — A kvantum-elektrodinamika eredményeitől eddig egy kísérletnél sem találtak eltérést. Amerikában megismétlik Eötvös kísérletét annak ellenőrzésére, hogy a súlyos és tehetetlen tömeg arányossága antirészecskékre is igaz-e. (Elheez rendes anyagnál végzett igen pontos mérés elegendő.) — Beszámoló hangzott el antiprotonok, kaonok és hyperonok dubnai szinkrofaszotronnal történt mesterséges előállításáról. Claser cseppfolyós xenont tartalmazó buborékkamrával készült felvételeket mutatott be. Mivel nagy rendszám nagy párkeltési hatáskeresztmetszetet eredményez, első sorban fotonokra bomló semleges részek kimutatásánál hasznos ez a berendezés. Így  $\pi^- + p \rightarrow$

$\rightarrow \Sigma^0 + K^0$ ,  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$ ,  $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$ ,  $K^0 \rightarrow \pi^0$  kaszkád révén négy  $\pi^0$  keletkezik, ezek  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  révén nyolc fotont adtak. Nagyszámú felvételen mind a nyolc foton párkeltése észlelhető volt, ami a semleges részeket tartalmazó háromgenerációs reakciósor teljes kimérését lehetővé tette. A hyperonok keletkezésénél a tükrözési invariancia megsértése nem észlelhető, bomlásánál azonban kifejezetten jelentkezik. Az időtükrözési szimmetria megsértésére kísérleti indíték nincs. — A tavaly talált  $\pi \rightarrow e$  bomlás és a rég ismert  $\pi \rightarrow \mu$  bomlás gyakorisági viszonya  $1,24 \pm 0,25 \cdot 10^{-4}$ , teljesen megerősítve az elméleti jóslást ( $1,36 \cdot 10^{-4}$ ). Telegdi kísérletileg meghatározta a müon-atomnál a müon-befogási valószínűség függését a müon és mag relatív spinjétől. Eredménye  $\mu$ -befogásnál is alátámasztja az univerzális  $V-A$  Fermi-kölsönhatás hipotézisét. A hyperonok és kaonok bomlásának elmélete még nyitott. — Több előadás foglalkozott a Heisenberg-féle egységes elmélettel, amelyben lényeges előhaladás történt. A ritka elemi részek szerepe még problematikus, a gyenge kölsönhatás értelmezése megoldódott. — Zárszavában Tamm az instabil elemi részecskékre vonatkozó mérések pontosságát emelte ki, amely szovjet és amerikai tudósok békés versenyének eredménye. Forradalmi eredmény a konferencián nem született. Az elméleti kutatás két irányban halad. A diszperziós módszer elveti a kvantumelmélet szokásos módszereit, közvetlenül keresi a kezdő és végállapotot leíró amplitúdó függvénytani kapcsolatát. A konzervatívabb elméletek, amilyen Heisenbergé, szintén nem alkalmaz Hamilton-operátort, de megőrzi a téregyenletre támaszkodó leírást, így lehetővé teszi a kölsönhatás nyomkövetését. Tamm véleménye szerint az előbbi módszer matematikai értékű, fizikai fejlődés az utóbbi irányban várható.

M. Gy.

### AZ ELEMI RÉSZEK ADATAI (KIEV, 1959)

Család	Rész	Anti rész	Név	Spin	Tömeg (MeV)	Mágneses momentum (magneton)	Átlagos élettartam (sec)
Lepton	$\gamma^0$		foton	1	0	0	$\infty$
	$\nu^0$	$\bar{\nu}^0$	neutrínó	$\frac{1}{2}$	$< 0,001$	$< 10^{-9}$ Bohr M.	$\infty$
	$e^-$	$e^+$	elektron	$\frac{1}{2}$	$0,510976 \pm 7 \cdot 10^{-6}$	$\mp 1,001146$ Bohr M	$\infty$
	$\mu^-$	$\mu^+$	müon	$\frac{1}{2}$	$105,70 \pm 0,06$	$\mp 1,0015 \mu M$	$2,261 \pm 0,007 \cdot 10^{-6}$
Mezon	$\pi^0$		pion	0	$135,04 \pm 0,16$	0	$< 4 \cdot 10^{-16}$
	$\pi^+$   $\pi^-$			0	$139,63 \pm 0,06$	0	$2,58 \pm 0,05 \cdot 10^{-8}$
	$K^+$   $K^-$		kaon	0	$494,0 \pm 0,2$	0	$1,224 \pm 0,013 \cdot 10^{-8}$
	$K_1^0$			0	$497,0 \pm 0,6$	0	$1,00 \pm 0,038 \cdot 10^{-10}$
	$K_2^0$			0	kb. $\sim K_1^0$	0	$6,1 \pm 1,6 \cdot 10^{-8}$
Baryon	$p^+$	$p^-$	proton	$\frac{1}{2}$	$938,213 \pm 0,01$	$\pm 2,7896$ Mag M	$\infty$
	$n^0$	$\bar{n}^0$	neutron	$\frac{1}{2}$	$939,506 \pm 0,01$	$\mp 1,9103$ Mag M	$1,04 \pm 0,13 \cdot 10^{-3}$
	$\Lambda^0$	$\bar{\Lambda}^0$	$\Lambda$ -hyperon	$\frac{1}{2}$	$1115,45 \pm 0,12$	?	$2,505 \pm 0,086 \cdot 10^{-10}$
	$\Sigma^+$	?	$\Sigma$ -hyperon	$\frac{1}{2}$	$1189,55 \pm 0,21$	?	$0,75 \pm 0,1 \cdot 10^{-10}$
	$\Sigma^0$	?		$\frac{1}{2}$	$1191,94 \pm 0,53$	?	$< 0,1 \cdot 10^{-10}$
	$\Sigma^-$	?		$\frac{1}{2}$	$1196,39 \pm 0,34$	?	$1,59 \pm 0,1 \cdot 10^{-10}$
	$\Xi^0$	?	$\Xi$ -hyperon	?	$1311 \pm 8$	?	$\sim 1,5 \cdot 10^{-10}$
	$\Xi^-$	?		?	$1319,1 \pm 0,5$	?	$1,9 \pm 0,6 \cdot 10^{-10}$



# FIZIKAI SZEMLE

IX. ÉVFOLYAM

1959



10.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT





**Főszerkesztő: Marx György**

**Szerkesztőbizottság:**

**Berényi Dénes, Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Flórián Endre, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Mátrai Zemplén Jolán, Somogyi Antal, Szabó János, Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós**

**Felelős szerkesztő: Túrinné Frank Zsuzsa**

**Szerkesztőség: Budapest, V., Szabadság tér 17. Eötvös Loránd Fizikai Társulat  
Távbeszélő: 313-388**

**Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.  
Távbeszélő: 111-010\***

**Terjeszti a Magyar Posta. Előfizethető a Posta Központi Hírlap Irodánál (Budapest, V., József nádor tér 1.)  
és bármely postahivatalnál**

**Csekkszám: egyéni 61257, közületi 61066 (vagy átutalás az M. N. B. 47. sz. folyószámlájára)**

**Előfizetés egy évre 40,- Ft; egyes szám ára 6,- Ft  
Megjelenik évente tízszer**

## TARTALOMJEGYZÉK

- Egyed László:* A gravitációs mérések fejlődése  
A VI. Magyar Fizikus Vándorgyűlés, Szeged 1959  
*Almár Iván:* Új problémák és eredmények az asztronautika területén  
*Sinka József:* A kozmikus sugárzás kutatása mesterséges égitestekkel  
*Györgyi Géza:* Az atommagok izomériája, II.

### A FIZIKA TANÍTÁSA

- Hedvig Péter:* Demonstrációs kísérletek a fizikushallgatók valószínűségi számítási előadásaihoz

### A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

## СОДЕРЖАНИЕ

- Л. Эдвед:* Развитие гравитационных измерений VI-й съезд венгерских физиков в городе Сегед, 1959 г  
*И. Алмар:* Новые проблемы и достижения в области астронавтики  
*Й. Шинка:* Исследование космического излучения искусственными спутниками  
*Г. Дьёрдьи:* Изомерия атомных ядер II.

### ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

- П. Хедвиг:* Демонстративные опыты к курсу теории вероятностей для студентов физики

### ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## INHALT

- L. Egyed:* Die Entwicklung der Gravitationsmessungen  
Die 6. Wandertagung ungarischer Physiker, Szeged 1959  
*I. Almár:* Neue Probleme und Ergebnisse auf dem Gebiete der Astronautik  
*J. Sinka:* Die Erforschung der kosmischen Strahlung mit künstlichen Himmelskörpern  
*G. Györgyi:* Die Isomerie der Atomkerne, II.

### UNTERRICHT DER PHYSIK

- P. Hedvig:* Demonstrationsversuche über Vorträgen zu den Wahrscheinlichkeitsrechnung für Studenten der Physik

### FORTSCHRITTE DER PHYSIK

*Címeképünk:* A magyar fizikusok megemlékeztek Eötvös Loránd halálának 40. évfordulójáról

A kiadásért felelős: Bernát György, az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Pataki Ferenc

A kézirat beérkezett 1959. VII. 10. — Pédányyszám: 1500 — Terjedelem: 4 (A/5) ív

59.49564 — Akadémiai Nyomda, Budapest — Felelős vezető: Bernát György



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

IX. évfolyam

10. szám

1959. október

Eötvös Loránd emlékének 1919–1959

## A gravitációs mérések fejlődése

A tömegvonzás és a súly kérdése ilyen vagy amolyan alakban már a fizika megszületésétől foglalkoztatta a kutatókat. *Galileit* még csak az erő és mozgás kapcsolataként érdekelte s a pisai ferde-toronyból végzett szabadesési kísérletei, a lejtőn való mozgással kapcsolatos megfigyelései, ingakísérletei, az első tapogatódzó lépések a gravitációs mérések terén.

A tömegvonzással kapcsolatos tudatos mérések azóta számíthatók, amióta *Newton* a tömegvonzás törvényét kimondotta.

A tömegvonzás már kezdetben két nagy problémakörben játszott fontos szerepet: az égitestek mozgásának és a Föld alakjának a kérdésében. De az első nem tudatos összehasonlító gravitációs mérés tizenöt évvel megelőzte *Newton* híres művét, a „*Philosophiae naturalis principia mathematica*”-t. Ez pedig *J. Richter* megfigyelése volt, aki csillagászati ingaóráját 1672-ben Párizsból Cayenne-be vitte s itt ez tetemes késéssel járt. A francia tudósok ezt a forgó Földön fellépő nagyobb centrifugális erőre vezették vissza, azonban *Newton* és *Huygens* azon a nézeten voltak, hogy csupán a centrifugális erő megnövekedése nem elegendő a kérés magyarázatára, szükséges azt is feltételezni, hogy a Föld a sarkokon lapultabb, mint az egyenlítőn. Ez az ingaóra-megfigyelés irányította a kutatók figyelmét arra, hogy a Föld alakjának a meghatározásában az ingának milyen hasznos szerepe lehet.

A *Newton*-féle tömegvonzási törvény többféle mérési feladat elé állította a fizikusokat. Az első feladat az volt, hogy valóban igazolják a tömegvonzás tényét bármely két test között. Igazolni kellett a tömegvonzás távolsággal való fordított arányosságát. Meg kellett határozni a tömegvonzási állandó értékét, bebizonyítani annak univerzális állandó voltát, tehát anyagtól való függetlenségét. A tömegvonzási törvény lehetőséget ad a tömeg mérőszámának a meghatározására. De a tömeg mérőszámát az erőhatással szemben kifejtett tehetetlenségével adta meg a newtoni mechanika. Igen kíváncsúnak látszott bebizonyítani, hogy a két-féle mérőszám azonos.

A gravitációs törvény érvényességét azonban először a bolygók mozgására való alkalmazása s annak a megfigyelésekkel való jó egyezése bizonyította. A tömegvonzás első kísérleti mérése *Cavendish*-től származik, aki 1798-ban a tömegvonzás földi testeken való igazolása mellett a gravitációs állandó értékét is meghatározta, s belőle a Föld átlagsűrűségét megállapította.

Bár a nehézségi gyorsulás és a Föld alakja közötti kapcsolatra a figyelmet elsősorban *Richter* órája hívta fel, *Mersenne* 1644-ben és *Riccioli* 1647-ben már megkísérelte fonálingák segítségével a másodperces ingák hosszát, tehát lényegében a nehézségi erőt meghatározni. Nagyobb pontosságú méréseket pedig 1669–70-ben *Picard* végzett. A *Richter*-féle megfigyelés azonban ráirányította a figyelmet a nehézségi erő mérésekre és az ún. perui expedíció során, amelyet a Föld lapultságának meghatározása érdekében küldött ki a francia akadémia, *Bouguer* és *La Condamine* 1735-ben a geodéziai fokmérést már gondos ingamérésekkel egészítették ki. A koincideniás megfigyelések csírái is ezekre az időkre nyúlnak vissza. Az elvet világosan azonban csak később fedezték fel *Borda* dolgozta ki és alkalmazta tudatosan először a 19. század első éveiben.

A fizikai inga első alkalmazása is a 19. század elejére esik. A reverziós inga első kivitelezője 1817-ben *H. Kater* volt, bár elvét mások fedezték fel. A technikai kivitel nehézségei azonban még sok bizonytalanságot okoztak s *Bessel* 1826–27-ben ismét fonálingákat alkalmazott a  $g$  meghatározására.

Mindezek a mérések csak tapogatódzások voltak s kiegészítették a Föld alakjára vonatkozó elméleti eredményeket és geodéziai méréseket; pontosságuk messze elmaradt attól, hogy komolyan alkalmazni lehessen a Föld alakjának komolyabb vizsgálatára.

A tehetetlenségi és súlyos tömeg mérőszámának arányossági kérdését *Newton* már megkísérelte igazolni részben csillagászati, részben földi megfigyelések alapján. Az előbbire a Jupiter holdjait, az utóbbira különböző anyagi minőségű ingák



lengésidejét használta fel. Mindkettő hasonló eredményre vezetett: ugyanakkora tehetetlen tömegek vonzásai nem térhetnek el egymástól  $1/1000$  résznél jobban. *Bessel* ezt a számot ugyancsak ingamérésekkel  $1/60\,000$ -re javította.

Azt mondhatjuk, hogy a 19. század elejétől a nehézségi erőmérések mintha holtpontra jutottak volna. Inkább matematikai jellegű kutatások váltották fel őket. A mérések abszolút ingamérésekre korlátozódtak, amelyeknek a pontossága alig javult. A gravitációt mint lezárt kérdést tekintették. Igaz, valahogy a 19. század vége felé az egész fizika ilyen megmerevedett állapotba került. De a fizikán belül a gravitáció látszott legrészletesebben, legpontosabban kidolgozotttnak és megalapozotttnak, úgyhogy ma nagyon merésznek érezzük *Eötvös Loránd*ot, aki ennek az általánosan uralkodó nézetnek ellenére belevágott a gravitáció újabb vizsgálatába.

*Eötvös Loránd* életét két nagy történeti dátum, az 1848-as magyar szabadságharc s az 1919-es proletárforradalom határolja s halála negyvenedik évfordulója alkalmából ezt az előadást a róla való emlékezés jegyében szeretném tartani.

*Eötvös* első merész tette nem a gravitációs vizsgálatok területére való behatolása volt. Ennél talán még nagyobb volt az, hogy főrend létére, szinte még gyerekekkel elfordult a számára könnyű és kényelmes sikkert ígérő politikai pályától s a sok munkát s legtöbbször kevés elismerést hozó természettudományt választotta életcéljául.

*Eötvös*nek gravitációs vizsgálataihoz első feladatként megfelelő műszert kellett szerkesztenie. Mindjárt kezdetben rájött, hogy a *Coulomb*-mérleg igen alkalmas eszköz lehet erre a célra, ha kiküszöböljük azokat az erőhatásokat, amelyek a vizsgálat alá vett tömeg vonzásával azonos nagyságrendűek. A legkomolyabb zavarokat az egyébként igen gyenge levegőáramlások okozták. Ezért először is légmentesen zárható, majd kettős, sőt hármassfalú edénybe helyezte a lengő részt. Az érzékenységet először a szál megfelelő megválasztásával fokozta, majd egyéb érzékenységfokozó módszereket is kidolgozott. Nagyon fejlett térszemlélettel dolgozhatott *Eötvös*, mert mindig a nívófelületek eloszlása vezette őt az inga továbbfejlesztésében. A nívófelületekben való gondolkodás vezette arra, hogy a *Coulomb*-mérleget módosítsa s az egyik súlyt másik nívófelületre helyezze s megalkossa azt a műszert, amelyet ma *Eötvös*-ingának neveznek. 1886-ban kezd komolyan a gravitációval foglalkozni s az első részletesebb közlést vizsgálatairól csak 10 évvel később, 1896-ban adja. De ebben lényegében minden kérdés részben vagy egészben elvileg meg van oldva, ami akkor problémának volt tekinthető.

*Eötvös* megmutatta, hogy ingájával a nehézségi erő elképzelhetetlenül kicsiny változását is meg lehet mérni. Meghatározza addig szinte elképzelhetetlen pontossággal a gravitációs állandó értékét. A mai mérések is alig javítottak ezen. Kimutatta a súlyos és tehetetlen tömeg arányosságát  $1/20\,000\,000$ -od pontossággig, tehát három nagyságrenddel emelte a *Bessel*-féle eredményt s

további módszereket nyújtott a gravitációs mérések pontosságának fokozására.

A Föld alakja és a nehézségi erő kapcsolata közel ebben az időben arra sarkallta a geodétákat, hogy minél több helyen határozzák meg a nehézségi gyorsulás értékét. Az abszolút ingamérések rendkívül bonyolultak és hosszadalmasak, ugyanakkor erősen pontatlanok voltak. A nehézségi erő két hely közötti változásának meghatározásához azonban el lehet hagyni a legtöbb hibát okozó ingahossz meghatározást és csak lengésideőt kell mérni. Ez adta a gondolatot, hogy ne a nehézségi erő abszolút értékét határozzák meg, hanem csak egy ismert gyorsulási értékkel bíró helyhez viszonyított változását. A relatív ingamérés gondolata még *Katerre* vezethető vissza, aki egyébként az első ilyen méréseket végezte, azonban a gyakorlatba való bevezetése *Sterneck* ezredestől származik, aki először is a relatív ingamérés műszerét és módszerét dolgozta ki technikailag s tette annyira pontossá a módszert, hogy ebben a formájában már a Föld alakjának a meghatározásánál elérte, sőt felülmulta a geodéziai módszereket. Ezt a múlt század utolsó évtizedében hatalmas mérési kampány követte s ez mind modernebb és modernebb eszközökkel s feldolgozási elvekkel ma is folyik. Míg az ingamérések célja az volt, hogy a Föld alakját leíró nívófelületet határozzák meg és itt is inkább annak nagyobb változásaira összpontosították a figyelmet, az *Eötvös*-inga arra lett képes, hogy ennek a nívófelületnek nem is álmódott igen finom részleteit, változásait kimutassa. *Eötvös* maga erre a problémára is igen sok időt fordított. Nagyon óvatosan, körültekintően végezte méréseit. Először csak a laboratórium falai között nézte a nehézségi erőter változását, majd a Gellérthegy környezetének hatását vizsgálta meg, óvatosságból a Császárfürdő igazgatósági épületének a falai között. Következő alkalommal már lőrinci kertjében sátorban való méréssel kísérletezett. De 1901 telén — fellelkedve *Lóczy* kutatásaitól — ott találjuk a Balaton jegén, ahol *Eötvös*, *Kövesligethy*, *Steiner Lajos*, *Cholnoky Jenő* és *Harkányi* közösen végzik az észleléseket. Ez a balatoni expedíció a későbbi expedíciók csírája, amelyből a mai M. Áll. *Eötvös Loránd* Geofizikai Intézet is kinőtt. A mérések már nem annyira az egész Földre, mint inkább a finomabb részletekre adtak felvilágosítást és lehetőséget nyújtottak arra, hogy üledékekkel elborított területek mélybeli viszonyairól felszíni mérésekkel tudjunk képet kapni. Ez igen nagyjelentőségű eredmény volt e földtani kutatás, de főképpen a kőolaj- és földgázkutatás szempontjából, mert szinte *Eötvös* gravitációs vizsgálataival egyidőben a geológusok arra a megállapításra jutottak, hogy e két ma nélkülözhetetlen energiahordozó a földtani szerkezeti viszonyokkal szoros összefüggésben gyülemlik fel. *Eötvös* maga tisztában volt műszerének ilyen irányú felhasználhatóságával, bár alkalmazására életében csak annyiban került sor, hogy az akkor már ismert *egbelli olajmezőkön* műszereit kipróbálták és használhatóságukat igazolták. Talán a világháború is közre-



játszott ebben. Kétségtelen, hogy gyakorlati alkalmazására csak a huszas évek elején került sor s akkor mintegy 10 évig az *Eötvös*-inga szinte koronázatlan királya volt a kőolajkutatásnak. De mint minden királyságban, itt is idővel jelentkeztek a nehézségek. Az első ilyen nehézség az volt, hogy csak közel sík területeken, alföldi jellegű viszonyok mellett lehetett vele mérni. A hegyek között éppen túlzott érzékenysége miatt, az itt fellépő lényegesen összetettebb felszínközeli földtani viszonyok teljesen irreális eredményekhez vezettek. Azonban a nagy amerikai olajkonjunktúra ideje volt ez s ilyen területeken is kellett mérni. Kis időre ilyen esetben a még sokkal lassúbb s kisebb pontosságú relatív ingamérések jutottak szerephez, amelyek 1–2 milligalra megadták a nehézségi gyorsulás értékét s ebből ki lehetett hámozni a mélységi viszonyokat.

De az *Eötvös*-ingának a másik hátránya is kezdett nyomasztóvá válni s ez lassúsága volt. Közel fél munkanapot jelentett egy-egy állomáson a nehézségi gyorsulás gradiensének meghatározása. Ezek a tények s a technikai fejlődés vezette oda a műszerszerkesztőket, hogy egy régi gondolatot, a rugós mérleggel való nehézségi erő mérést, gyakorlatilag is használható alakban valósítsanak meg. Ez az elv a *graviméterek elve*, amelyeknek gyakorlati kivitelezésére a harmincas évek elején került sor s kialakulásuknak fő mozgatója az olajkutatás volt. A technikai nehézségeket a nehézségi gyorsulás megváltoztatása folytán létrejövő rendkívüli kis deformáció megmérése s az ezt zavaró körülmények kiküszöbölése jelentette. Ezek közé tartozott a kis hiszterézisű deformáció biztosítása, a hőmérséklet és nyomás befolyásának kiküszöbölése és a hordozhatóság. Kezdetben a graviméterek alig érték el az ingák pontosságát, tehát az 1–2 milligalt, amellet igen súlyosak voltak. A ma használatban levő graviméterek között van olyan, amelyiknek a súlya nem éri el a 3 kg-ot s századmilligalra pontos. Egy mérés időtartama pedig csupán a felállítás időtartamával mérhető, tehát perc nagyságrendű. Az *Eötvös*-inga a gyakorlati olajkutatásból — egy-két speciális kérdéstől eltekintve — visszaszorult a tudományos kutatásba.

A Föld alakjának a kérdésével kapcsolatban végzett ingamérések azonban az *Eötvös*-inga diadalmenetével egyidőben is folytatódtak. Itt is felléptek azonban problémák. 1911-ben egy holland mérnök azt a feladatot kapta, hogy készítse el Hollandia gravitációs alaphálózatát. A kérdés azonban nem volt egyszerű. A hollandok a tenger-től hódították el országuk területét s a tenger örökségeképpen egy laza, ingatag talajú terület maradt. A *Sterneck*-ingával való mérés pontossága az ilyen laza, a legkisebb fuvallattól is mozgó talajon erősen megingott. A fiatal, becsapó mérnök, *F. A. Vening-Meinesz* nem törődött bele ebbe s egy olyan új relatív ingarendszert dolgozott ki, amely ingatag talajon is elérte a *Sterneck*-ingák pontosságát. E siker merész gondolatnak lett a szülőanyja: ha az ingatag talajon jó eredményekhez vezet a mérés, meg kell kísérelni a még

ingatagabb tengeren is. Így indult el az az 1923-tól 1938-ig terjedő mérési expedíció, amelynek során *Vening-Meinesz* tengeralattjáróján felderítette a súly titkait olyan területeken, amelyek bár kék foltokkal vannak jelölve a térképeken, de a gravitáció szempontjából addig teljesen fehér foltot jelentettek. S e mérései során meglepő felfedezésekhez is jutott. Kisült, hogy a Csendes-óceán partvidékeinek azokon a területein, amelyeken a tűzhányók és földrengések rettegést keltő jelenségei uralkodnak, a gravitáció rendellenesen kicsiny értékekkel jelzi e helyek különleges voltát. Ma *Vening-Meinesz* elmúlt hetven éves és alig van a világnak tudományos akadémiaja, amelynek ne lenne tiszteletbeli tagja, vagy egyeteme, amelynek ne lenne díszdoktora. De az ő műszerét is kezdik kiszorítani a graviméterek. Éppen a *Nemzetközi Geofizikai Év* során fejlesztettek ki egy olyan gravimétert, amellyel hajón végzett mérésekkel eléri, sőt meghaladják a *Vening-Meinesz*-féle inga pontosságát s a mérésidejük is messze rövidebb.

\*

A gravitációs és tehetetlen tömeg arányosságának a kérdése tovább foglalkoztatta *Eötvöst* s a göttingai egyetem Beneke pályadíjával kapcsolatban Pekárral és Feketével végeztetett méréseiben az 1896-os dolgozatában publikált eredményét egy nagyságrenddel megjavította. Ezt az eredményt azután a harmincas évek közepe táján Renner János még egy nagyságrenddel emelte.

A gravitáció és tehetetlen tömeg arányosságának a posztulátumán nyugvó általános relativitás a gravitációnak elméleti megalapozását jelentette s úgy látszott, hogy geodéziai és geofizikai érdekességű, de kitaposott ösvényeken nyugvó méréseken kívül egyéb eredmény nem adódik ezen a területen. Azonban a harmincas évek vége felé *Dirac* a fizikai állandók vizsgálatával kapcsolatban arra a következtetésre jutott, hogy a gravitációs együttható nem állandó, hanem egy világidőnek nevezhető paraméterrel fordítottan arányosan csökken. Azonban bizonyítási eljárása túlzottan sok kétséget hagyott maga után s általában a fizikusok nem fogadták el ezt az eredményét. Később *Milne*, majd *Jordan* kísérelt meg *Dirac* gondolatából kiindulva olyan termelleket szerkeszteni, ahol a gravitációs együttható az időben változik, de az ő eredményeik sem részesültek sokkal kedvezőbb fogadtatásban. Általában az volt a fizikusok meggyőződése, hogy olyan gravitációs térelmélet, amelyben a gravitációs együttható nem állandó, az általános relativitás elméletének a keretein kívül esik. Újabban azonban a gondolat ismét kezd előtérbe kerülni. 1956-ban *C. Gilbert*nek természetes alapfeltevésekből kiindulva sikerült kimutatnia, hogy az általános relativitáselméletből magából levezethető a *Dirac*-féle hipotézis. Sőt még a világidő paraméter értékét is sikerült meghatározni s ezt a gravitációs együttható mai értéke alapján  $4,1 \cdot 10^9$  évnek kapta. Ez pedig csaknem hajszálra egyezik a radioaktív mérésekből számított Föld-életkorral,



amelynek legvalószínűbb értéke  $4,2 \cdot 10^9$ -évnak adódott.

A *Dirac—Gilbert*-féle eredmény kétségtelenül sokkal meggyőzőbb volna, ha kísérletileg is igazolnák. A gravitációs méréseknek tehát a jelenben is megvan a nagy jelentőségű alapfeladata. A mérések kivitelénél a nehézség abban jelentkezik, hogy a gravitációs együttható időbeli változása egy fél évtized alatt is alig teszi ki értékének  $10^9$ -ed részét, ha a *Gilbert* által levezetett  $t = 4,1 \cdot 10^9$  év világidő paramétert használjuk.

A mérés kivitelezéséhez azonban az Eötvös-féle módszer kínálkozik, mert ez semmiféle műszeres állandót nem tartalmaz és kizárólag időmérésre korlátozódik. Igaz, az időmérésnél 1000 sec-os lengésidő mellett 1 év alatt milliomod másodperc eltérés mérése szükséges. A mérés tehát teljesen modern technikát kíván. Emellett igen komoly körütekintést igényel az is, hogy egész kicsiny tömegeloszlásbeli változás a mérendő változással azonos nagyságrendű hatást hozhat létre.

Milyen következménye van az időben változó gravitációs együtthatónak? Legyen szabad itt egy geofizikai és egy kozmogóniai jellegű következményről beszélni.

Az utóbbi évek geofizikai vizsgálatai arra a meglepő eredményre vezettek, hogy a Föld térfogata — ellentétben a több évszázados hiedelemmel — állandó növekedésben van. A különböző földtani és geofizikai adatokból a sugárnövekedés évi értékére 0,4—0,8 mm adódott.

A vizsgálatok alapján a térfogatnövekedés forrása abban volt keresendő, hogy a Föld belső magja állandóan a külső mag anyagába, míg az utóbbi a földköpeny stabilnak tekinthető anyagába megy át. Miután mindezek az átmenetek 50% körüli sűrűségcsökkenéssel járnak, világos a nagyméretű térfogatnövekedés. Az átalakulás mechanizmusa azonban probléma volt. A *Ramsey*-féle vizsgálatok eredményeképpen mind a belső mag határa, mind pedig a külső mag határa olyan kritikus nyomástól függő felület, amelyen nagyobb nyomáson az adott anyag sűrűségcsökkenéssel járó fázisváltozást szenved. Azonban a gravitációs együttható csökkenésével ezek a kritikus nyomású felületek beljebb kell hogy húzódnának, mert az adott mélységre vonatkoztatott nyomás csökken. Ez viszont a magasabb fázisállapotú anyag alacsonyabb fázisba való átalakulásával s egyúttal sűrűségcsökkenéssel is jár. A világidő paraméter s a Földre vonatkozó fizikai adatok ismeretében kiszámítható a *Dirac—Gilbert* eredményből a várható évi sugárnövekedés is. Ennek minimuma 0,3 mm/év, s maximumának bizonytalansága a belső mag határán fellépő sűrűségugrás ismeretének a bizonytalan voltából ered.

A *Dirac—Gilbert* eredmény tehát megadhatja a forrását mindazoknak az erőknek, amelyek a Föld életét több milliárd éven keresztül kormányozták s lehetővé teszi egy csomó eddig nehezen magyarázható jelenség szinte triviális értelmezését.

A másik kérdés, amelyről beszélni szeretnék, a Naprendszer kialakulásának a kérdése. Hangsúlyozni akarom, hogy itt csak egy gondolatról,

vagy inkább lehetőségről szeretnék beszélni, s az alábbi eszmefuttatás nem kíván a csillagászat vagy kozmogónia területébe való belekontárkodás lenni.

A Naprendszer kialakulásának a kérdésére számtalan elmélet van, de mindegyiknek van egy-két olyan hibája, feltevése, amely azt életképtelenné teszi.

A gravitációs állandó időtől való függése azonban lehetőséget nyújthat elfogadhatónak látszó magyarázatra. Tekintsük ugyanis azt az állapotot, amikor a  $t$  világidőparaméter igen kicsiny volt és tételezzük fel, hogy ekkor csupán a Nap volt meg, tömegében tartalmazván az összes bolygók és holdjaik tömegét. Az  $f = x/t$  összefüggésből következtethető igen nagyméretű tömegvonzás miatt a Nap átmérője is — figyelembevéve a nyomásból eredő fázisátmeneteket — igen kicsiny kellett hogy legyen. Ennek következtében a mai állapothoz képest igen nagy szögsebességgel keringett. A Nap egyenlítőjén fellépő centrifugális erő és a gravitációs vonzás azonban időben állandóan csökkenő tendenciát kellett mutasson.

A gravitáció ugyanis egyrészt a sugárnövekedés miatt, másrészt az  $f$  csökkenése miatt lesz kisebb. A sugár pedig közelítéssel lineárisan nő a világidőparaméterrel. Tehát a gravitációs gyorsulás

$$g = \frac{xM}{t(r_0 + at)^2},$$

ahol  $M$  a Nap tömege,  $r_0$  a kezdeti sugár,  $a$  az évi sugárnövekedés mértéke, míg  $t$  a világidőparaméter.

A forgó Nap impulzusnyomatékára azonban felírható a következő összefüggés:

$$\omega \sum m_i r_i^2 = a = \text{konst.}$$

Ennek segítségével kifejezhetjük az egyenlítőn fellépő centrifugális gyorsulást:

$$C = r\omega^2 = \frac{a^2 r}{(\sum m_i r_i^2)^2} = \frac{A}{(r_0 + at)^3}.$$

A két összefüggés összehasonlítása alapján azt kapjuk, hogy egy  $(r_0 + at)^{-2}$  tényezőtől eltekintve, az egyik mennyiség  $\frac{A}{r_0 + at}$ , a másik  $\frac{B}{t}$  szerint változik. Ha  $A - aB > 0$ , akkor van olyan  $t_1$  időpont, amikor a Nap egyenlítőjén a centrifugális erő eléri a vonzás értékét s az itt levő anyagnak lehetősége nyílik arra, hogy a Nap tömegétől elváljék. A leváló véges tömeg miatt azonban a Nap átmérője megcsökken s ezzel együtt a centrifugális erő a maradék Nap egyenlítőjén kisebb is lesz.

Ugyanakkor a vonzás nagyobb, mint volt az első egyenlítőn. A játék tehát folytatódik. Hosszabb idő után a jelenség megismétlődik s véges számú, egyre nagyobbodó időintervallumok után kialakul egy olyan állapot, amikor a centrifugális erő az egyenlítőn már állandóan kisebb marad a vonzásnál.



De az egyes kiszakadt tömegek, amely közül egyesek akár gyűrűt is alkothatnak, az  $f$  csökkenésével mind távolabb kerülnek a Naptól.

Minden ilyen tömegre fennáll ugyanis az, hogy

$$\frac{v^2}{R} = \frac{fM}{R^2}, \text{ azaz } v^2 R = fM.$$

Azonban az impulzusnyomaték állandósága azt kívánja, hogy

$$mvR = \beta = \text{konst}$$

legyen. Az előző összefüggés figyelembevételével azonban

$$(mvR)^2 = fR \cdot m^2 M,$$

azaz

$$fR = \gamma = \text{konst.}$$

Miután  $f = x/t$ , a pályasugár az idővel arányosan növekedni fog.

A mai pályasugár és a kiszakadási pályasugár között azonban fennáll az

$$\frac{r_i}{t_i} = \frac{R_i}{t}$$

összefüggés, azaz

$$R_i = \frac{r_i t}{t_i} = \frac{r_0 + at_i}{t_i} t = \left( \frac{r_0}{t_i} + a \right) t.$$

A grafikus megoldás arra utal, hogy — legalábbis egy időközben — a  $t_i$  értékek durván megkétszereződnek, azaz

$$R_i = \left( \frac{r_0}{2^i t_0} + a \right) t = \frac{A}{2^i} + B$$

Ez pedig éppen a misztikusnak tartott Bode—Titius „törvényt” mondja ki.

Az egyes tömegek kiszakadáskor mindig a maximális fajlagos impulzusnyomatékkal lépnek ki. Érthető tehát, hogy a bolygók viszik el a Naprendszer impulzusnyomatékának zömét.

Az erős gravitációs tér erősebben is szétválasztja az anyagokat. Ebből az is következtethető, hogy az először keletkezett, tehát külső bolygók általában kisebb sűrűségűek.

A fentieket át lehet vinni a nagyobb tömegű bolygók holdjaira is. A magyarázatból a pályasíkok közeli összeesése is következik, sőt még a Szaturnusz gyűrűjének, vagy az aszteroidák kialakulásának a lehetősége is adva van.

Távol áll tőlem, hogy e most vázolt kozmogóniai elméletet megalapozottnak jelentsem ki, csupán azt akartam megmutatni, hogy a gravitációs együtthatónak időben való változása talán magában rejtheti a Naprendszer keletkezésének sokat vitatott kérdését is. És ez már maga is elég ok arra, hogy ma a gravitációs mérések legaktuálisabb problémájának éppen a gravitációs együttható időtől való függésének a kimutatását tekintsük.

Egyed László

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Geofizikai Tanszéke

## VI. Magyar Fizikus Vándorgyűlés

Szeged, 1959

Gyulai Zoltán elnöki megnyitója

Szegedi vándorgyűlésünk igen öröndetes mozzanat a már formában jól kialakult vándorgyűléseink sorozatában. Ennek az öröndetességnek többféle alapja van. Az első talán az, hogy vendéglátóink, a szegedi fizikai intézet igen szemléletesen igazolja fejlődésünk egyes határköveit. A Szegedi Egyetem a volt kolozsvári egyetemből alakult ki. De amikor szóba jött, hogy a volt kolozsvári egyetem működését Szegeden megkezdje, ez a gondolat itt sok ellenzőre talált. Az akkori polgármester kevesek segítségével érte el sok ellenzővel szemben a Szegedi Egyetem alapítását. Az ellenkezés ma már érthetetlennek tűnik. Az idők szellemének fejlődése az, ami ezt érthetlenné teszi. Ma tudjuk, hogy az ember és természet kapcsolata jut a tudományokban kifejezésre, a tudományoknak pedig az egyetemek az otthonai. A modern materiális világmagyarázattal az ember közelebb jutott a természethez, gondolkodásunkból eltűntek a babonák, a metafizikai képek, ezáltal az

emberi természet reális kivirágzásának eddig nem sejtett lehetőségei tárultak ki. Ezen nagy fejlődési folyamatnak vagyunk mi is munkásai a fizikán keresztül, e téren elért eredményeinkről tartunk itt beszámolót.

1921—1922-ben az itt letelepedett fizikai intézetben egy professzor mellett két tanársegéd működött. Eszközök gyakorlatilag nem voltak, az egész természettudományi kar elfért egy gimnázium épületében. A Szegedi Kísérleti Fizikai Intézet ma egyik legszebb és legeredményesebben működő fizikai intézetünk.

Egyénileg különösen jó érzéssel jöttem Szegedre, mert adjunktusként a háttérben nekem is részem volt az új intézet kialakításában. Az intézet azóta nagymérvű kibővítést nyert. Nekem még harcolnom kellett egy kis műhely felállításáért, a levegő-cseppfolyósító berendezésért. Ha ezt a távlatot áttekintjük, nem zárkozhatsz el minden egyéb gondolatunk mellett is egy jó érzéstől.



Nemzetközileg óriási a fejlődés a fizika területén. Ha az együttthaladás néha gondot okoz is nekünk, mégis tudjuk, hogy azon az úton járunk, amely a nemzetközi haladás útja. Régebben elhangzottak olyan nézetek, hogy mi elégedettek lehetünk, ha más nemzetek eredményeit átvesszük. Hogy ezen a nézeten messze túljutottunk, az világszemléletünkben beállott fejlődésnek az eredménye egyfelől, másfelől pedig annak a fiatalos lelkesedésnek és erőfeszítésnek köszönhető, amelyet fiatal munkatársaink a kutatás minden területén tanúsítanak. A magyar fizikusnak küzdenie kell, mert a munkalehetőségek nem mindenütt egyformák. Hogy fiatal munkatársainkban ez a küzdőképesség meg-

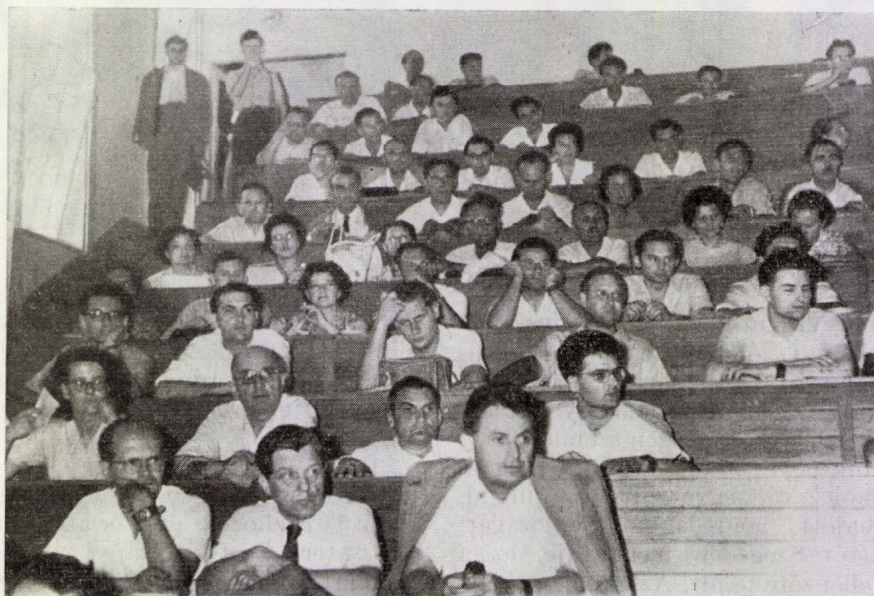
van, bizonyítja a mai összejeövetel mellett a pár hét múlva Balatonfüreden az NDK Fizikai Társulatával közösen rendezendő kollokvium, amivel a magyar fizika intézményesen is nemzetközi útra lépett. Ennek megállapítása igen sajtáságosan felémelő érzéseket kelt bennem, akinek 37 évvel ezelőtt a kísérleti fizikai előadásokat helyettesként szinte minden segédeszköz nélkül kellett itt megkezdenem. Egyénileg is különös öröm számomra, hogy 37 év után vándorgyűlésünket már egy ilyen szép intézetben nyithatom meg, amely intézetnek számban és tehetségekben gazdag gárdája van, és e gárdának szinte ma is tagjául érzem magam.

### *A vándorgyűlés lefolyása*

Pécs (1950), Debrecen (1952), Budapest (1954), Eger (1955) és Veszprém (1956) után hatodszor Szegeden (1959) gyűltek össze a magyar fizikusok mindig eseményszámba menő vándorgyűlésük megtartására. Augusztus 24. és 27. között a fizikai és ipari kutatóintézetek, egyetemi tanszékek kiküldöttei mellett a Társulat által vendégül látott kiváló középiskolai tanárok is, összesen mintegy 200 résztvevő hallgatta meg a vándorgyűlés előadásait, hogy értesüljenek a magyar fizikusok eredményeiről és ezen keresztül mintegy tükörben áttekintést kapjanak tudományunk világszerte megnyilvánuló lendületes fejlődésének érdekesebb állomásairól.

lapunk közli. Társulatunk elnöksége az egyetem árkádjai alatt megkoszorúzta Eötvös Loránd emléktábláját.

A vándorgyűlés anyagának kiválogatásánál a rendezőségnek figyelemmel kellett lennie arra, hogy az utóbbi években rohamosan kibontakozott hazai tudományos kutatások összes eredményeinek bemutatása 1959-ben már nem fér el a vándorgyűlés néhány napos keretei között. Ezért az önálló kutatási beszámolók helyéül az egyes szakterületek részére külön-külön megrendezett kollokviumokat jelölték ki. A vándorgyűlésen az egyes kutatócsoportok reprezentatív előadója foglalta össze a problémakör mai helyzetét, beillesztve oda a



A vándorgyűlés résztvevőinek egy csoportja

Ezévi vándorgyűlésünket külön ünnepélyessé avatta Társulatunk alapítója, Eötvös Loránd halálának 40. évfordulójáról való megemlékezés. Gyulai Zoltán elnöki megnyitója, az egyetem és a pártbizottság képviselőinek üdvözllete után hangzott el a legnagyobb magyar fizikus emlékének szentelt megnyitó előadás. Egyed László előadását

magyar kutatási eredményeket. A beszámolók túlnyomórészt anyagszerkezeti, molekulafizikai, optikai és magfizikai témák körül csoportosultak. Először hangzottak el didaktikai előadások. Programba való felvételük a fizika közép- és felsőfokú oktatásával szemben támasztott megnövekedett igény tette szükségessé. Az előadások számának



ilyen korlátozása és kiválogatása a résztvevők osztatlan helyeslésével találkozott.

Külön értéke volt a vándorgyűlésnek az ország egyik legszebb múltú és legnagyobb kísérleti fizikai tanszékén tett látogatás. A szegedi egyetem Kísérleti Fizikai Intézetében dolgozott többek közt Pogány Béla, Gyulai Zoltán, Fröhlich Pál, Szalay Sándor, jelenlegi igazgatója Budó Ágoston. Mód nyílt az egyetem Bolyai-Intézetében épített matematikai-logikai gépek megtekintésére is.

A szép Tisza-parti város derűs környezetet biztosított a szabad órákban. Az újszegedi Vigadóban rendezett társas halvaecorán kívül a híres Kőrösi-

esárda, a tiszai fürdők és a marosi kajakkirándulások is közönségsikert arattak. Sok látogatója volt az „újszegedi szekciónak”, amely az előadásokkal párhuzamosan a Tisza-parton ülésezett.

A négynapos vándorgyűlést Szigeti György főtitkár zárta be. Eredményesnek tekintette az új típusú vándorgyűlést, amely követendő például szolgálhat a következő évekre. Köszönetet mondott a szervezőknek: Társulatunk titkárságának és a vendéglátó szegedi egyetemi fizikai intézetnek áldozatkész és eredményes munkájáért. Tanulmányokkal és élményekkel gazdagodva búcsúztunk Szegedtől.

### A vándorgyűlés előadásai

#### Anyagszerkezeti kutatások köréből

Bodó Zsolt—Weiszburg János: *Az elektrolumineszcencia jelenlegi állása és a hazai kutatások eredményei.*

Az elektromos áram által kiváltott lumineszcens világítás kísérleti sajátosságainak és elméleti értelmezésének tanulmányozása — magyarok mindkettőben kivettek részüket — azt ígéri, hogy a jelenség egy évtizeden belül a fényesöves világítás vetélytársává válhat.

Pócza Jenő: *Felületi rétegek szerkezete.*

Szilárd anyag vékony rétegben az anyag belsejétől eltérő sajátosságokat mutat. Különösen érdekes az orientált kristályrétegek képződése, amely optikai polarizációs, elektronfrakciós és elektronmikroszkopos úton tanulmányozható. Előadó a polarizációs effektus okát utóbbi módszerekkel vizsgálta.

Gergely György—Barla Endre—Hutter Ottó: *Amorf fotovezetők és alkalmazásuk képátvitelre.*

A fotovezetők közt különleges helyet foglalnak el az üveges szerkezetű vékony fotovezető filmek, pl.  $\text{Sb}_2\text{S}_3$ . A filmek elektromos és színérzékenységi tulajdonságai előállításuktól, vastagságuktól függenek. Bemutatták a TÁKI-ban kifejlesztett vidikont ( $\text{Sb}_2\text{S}_3$  réteges korszerű televíziós képfelvető cső).

Szimán Oszkár: *A látens kép kialakulása a szilárd anyag elmélete alapján.*

A fényképezés alapfolyamata a klasszikus kémia keretei közt nem magyarázható. Döntő szerepet a kristályba épült idegen atomoknak és más hibahelyeknek tulajdonítanak. Előadó vizsgálatai szerint a szubmikroszkopikus struktúra és diszlokáció szerepe a lényeges.

Sasvári Kálmán: *Az ionsugarak meghatározásáról.*

A kristály rácsgeometriai tárgyalása az ionsugarakra támaszkodik. Az ionok nem szilárd gömbök, így az ionsugarak csak iontávolságokat adnak meg. Ionsugárértékeket különböző módszerekkel tanulmányoztak. Szerző  $\text{AX}_2$  típusú ionkristályokban kationsugarakat határozott meg saját összehasonlítható módszerével.

#### Molekulafizika tárgyköréből

Hoffmann Tibor: *A fototron, egy új molekuláris erősítő.*

Előadó a molekuláris erősítők elveinek áttekintése után egy optikai gerjesztésű erősítőt ismertett, áttekintve a mikrohullámokkal, optikával és gázkinetikával kapcsolatos konstrukciós problémákat. Az új molekuláris erősítő elsősorban ott előnyös, ahol a zajszint csökkentése szükséges.

Berencz Ferenc: *Elektronkorreláció szerepe a kémiai kötésben.*

Előadó a hidrogénmolekula kvantumelméleti sajátosságainál az elektronkorreláció szerepét tekintette

át. Két csoport különböztethető meg: a korrelációt implicit, ill. explicit módon tartalmazó függvények. Első csoportban a VB és MO, másodikban a CMO-számításokat diszkutálta.

Gilde Ferenc: *Megjegyzések a komplex vegyületek elektronszerkezetének elméletéhez.*

Egy komplex kötéseiért a felépítő gyökök valenciaelektronjai felelősek. A kvantumelméleti tárgyalásnál a lényeges elektronok állapotainak figyelembevétele szükséges. Előadó azt tanulmányozta, hogy átmeneti fémek komplexeinek esetében melyek ezek a figyelembeveendő elektronállapotok.

Ladik János: *Biológiai problémák kvantumkémiai közelítése.*

Előadó áttekintést adott Evans és Gergely fehérjeszámításairól, Daudel, Pullmann és Mason elektronszerkezeti elméletéről, amely molekulák karcinogén hatását magyarázza, valamint Hoffmann, Ladik és Takácsné kutatásairól a dezoxiribonukleinsavban fellépő  $\pi$ -elektron-kölcsönhatásokra vonatkozólag.

Ketskemény István: *Energiaátadási jelenségek lumineszkáló oldatokban.*

A régóta folyó vizsgálatok ellenére a mérhető fizikai mennyiségek (emissziós spektrum, hatásfok, polarizációs fok) és molekuláris jellemző adatok összefüggése csak nemrég tisztázódott. A szegedi intézet által elért ilyen irányú vizsgálatokról is beszámolt az előadás.

#### Előadások az optika köréből

Jánossy Lajos—Náray Zsolt: *Beszámoló a fény kettős természetére vonatkozó kutatásokról.*

Kétséget kizáró kísérletek bizonyítják a fény hullámtermészetét (pl. Jánossy—Náray: interferencia igen kis intenzitásoknál változatlan, Mátrai—Koczkás: állóhullámtér csomósíkjai nem abszorbeál és nem reflektál), de a fény részecskejellegét is (Jánossy—Ádám—Varga: interferométer két karjában történő fotonabszorpciók nem koincidálnak). A kvantumelektrodinamika mindkét jelleget leírja, de nem ad szemléletes magyarázatot, így nem kielégítő.

Bakos József: *Elhajláshullámok szerepe elhajlásjelenségek létrejöttében.*

Fresnel és Kirchhoff elhajláselmélete korlátolt érvényű, nem fedi teljesen a Huygens-elvet. Legtöbbször elegendő az ernyő élet szekunder sugárforrásnak tekinteni, szerző optikai kísérleteinél azonban figyelembeveendő az ernyő egész felülete, a geometriai árnyékhatáron kívül is.

Hahn Emil—Tisza Sándor: *Vékony rétegek optikája.*

Vékony rétegek áteresztő- és reflexióképességének kiszámítása után ismertették a réteg optikai állandóinak



mérésére szolgáló módszereket, valamint az alkalmazásokat: reflexiónövelő és -csökkentő réteg, interferenciaszűrő, monokromatikus tükör, F. T. R. szűrő polarizátor.

Hódi Endre: *Az optikai képalkotás vizsgálatának újabb irányai.*

A probléma a képalkotó rendszer jóságának, a képminőségnek a jellemzése. Lehetőségek: Egy pont képének fényeloszlása. Kiterjedt tárgy képének fényeloszlása. Élesség és kontrasztosság. Összetett képjellemzők. Feloldás. Transzmissziós faktorok. A képalkotás információelméletileg is vizsgálható.

Guba Ferenc: *Az elektronmikroszkóp-kutatások 10 éve hazánkban.*

Az 1950-ben kezdődött vizsgálatoknál a főfeladat az elektronmikroszkóp alkalmazása. Így a kutatások elsősorban a preparatív technikák kidolgozására, az elektronmikroszkópos kép keletkezésére és az elektronmikroszkóp kvantitatív méréseknél történő felhasználására irányultak.

#### *Atommagfizikai vonatkozású előadások*

Szalay Sándor: *Radioaktív anyagok a légkörben és természetes vizekben.*

A légkör és természetes vizek aktivitása a földkéreg aktivitásától, a kozmikus sugárzástól, újabban atombombakísérletektől és ipari radioaktív hulladéktól származik. A szennyeződés mértékét, terjedését Debrecenben 1952 óta vizsgálják. Ismeretlen izotópok kimutására új módszert dolgoztak ki.

Nagy János: *Radioaktív jód diagnosztikai alkalmazásával kapcsolatos fizikai problémák.*

Fő diagnosztikai alkalmazások: pajzsmirigy működése; vérszérum; vizelet; tüdő- és májattételek, agytumor helymeghatározása. Felmerülő fizikai problémák: jó hatásfokú gamma-számlálás, pontos célzás, állandó geometriai viszony biztosítása stb. Szerző mérőberendezései ezeknek jól megfelelnek.

Kiss István: *Fázisegyensúlyok és izotópszétválasztás.*

Izotóparány érintkező fázisok közt eltérő, ez izotópúsítást tesz lehetővé. Lehetséges módszerek: frakcionált desztilláció és abszorpció, folyadék—folyadék és szilárd—folyadék fázisok közti megoszlás, kémiai kicserélődés stb. Hazai kísérletek az Li és B stabil izotópjaival történtek.

Kiss Dezső: *Magszerkezet vizsgálata radiációs neutronbefogással.*

Neutronsugárzást gyakran követi gamma-emisszió. A magok nívórendszere ennek során többféle módon tanulmányozható.  $\gamma$ -spektrum, gamma-multiplicitás, rezonanciabefogás nívószélessége, szögkorreláció és polarizációs viszonyok vizsgálhatók. Előadó ismertette a hazai célkitűzéseket is.

Keszthelyi Lajos: *Atommagnívók gerjesztése monokromatikus  $\gamma$ -sugárzással.*

Magok az atomokhoz hasonlóan gerjeszthetők az energianívóknak megfelelő energiájú fotonokkal. Kimérhető egyes nívók élettartama. Szerzőnek kis energiatartományban változtatható spektrumu gamma-sugárzással elvégzett mérései új adatokat szolgáltatottak a magok nívórendszerére vonatkozólag.

D. Németh Judit—Varga László: *Töltött részecskék emissziója gerjesztett atommagokból.*

A töltött részek részben direkt ütközéssel, részben közbelső mag kialakulása után párolgással lépnek ki. Az  $(n, p)$  és  $(n, \alpha)$  reakciók hatáskeresztmetszetét párolgásmérettel egybevetve a két fajta kilépés arányát szerzők kísérletileg mérték. Párolgási spektrumtól való eltérést magfelület mozgásával és gerjesztett mag szétlapulásával értelmezték.

Fényes Tibor: *Nem gömbszerű magok alfa-bomlása.*

Az alfa-bomlás valószínűsége függ a mag alakjától, de elméleti leírás csak rotációs nívóknál ismeretes. Ezt a kísérletek elég jól alátámasztják. Az  $U^{233}$  esetében a magasan fekvő nívóknál ellentmondás mutatkozott, de ezt szerzőnek szovjet fizikusokkal végzett kísérletei részben feloldják.

*Előadások az elemi részek, kvantummechanika, gyorsítók köréből*

Fényes Imre: *A kvantummechanika új megalapozásával kapcsolatos kutatások jelenlegi helyzete.*

Előadó analizálja a kvantumelmélet Neumann-féle axiómáit. A statisztikai tárgyalás kvantummechanikai jellege a nemfelelőkéltető operátoralgebraiból és a mérés okozta állapotváltozásból adódik. Az eredeti axiomatika hiányossága, hogy a kanonikus mennyiségek sajátfüggvényei nem négyzetesen integrálhatók.

Horváth János: *A fizikai terek lokalizálhatóságának problémája.*

A téreőrősségnek csak időbeli és térbeli átlaga mérhető ki. Próbatess csak atomi részecskékből állhat, ez a mérési pontosságnak korlátot szab. Ezt a jelenlegi lokális elmélet nem veszi tekintetbe. Új, nem lokális felcserélési szabályokat javasol a szerző, mely segíthet az ismert divergencianehézségeken.

Marx György—Nagy Kázmér: *A  $\mu$ -mezon.*

Az elemi részek tömegének kiszámítása kívülesik a jelenlegi kvantumelmélet keretein. Sokak szerint a tömeg a részecske által keltett terek visszahatásával magyarázható. Ha így van, a  $\mu$ -mezonnak elektrontól eltérő anomális kölcsönhatást is mutatnia kell, ami a tömegkülönbséget magyarázza.

Fényes Ervin: *Kozmikus sugárzási kutatások hazánkban 1951 és 1959 közt.*

Hazánkban a kozmikus sugárzás vizsgálata számológépekkel, Wilson-kamrával és fotoemulzióval történik. Máris komoly eredmények születtek a kiterjedt légizapórokkal, áthatoló záporokkal, elektron-foton-záporokkal, multiplét mezonkeltési folyamatokkal, magkölcsönhatásokkal kapcsolatban. A NGÉ keretében állandó intenzitásmérés folyik.

Berkes István—Demeter István: *Elektronok szóródása kis szögben.*

Elektronok szóródása felvilágosítást nyújt a szóró mag vagy atom töltéselosztására vonatkozólag. Szerző Van de Graaf-generátor által gyorsított elektronok kis-szögű inkoherens szóródása alapján egyes atomok alakfaktorát határozták meg, jó egyezésben a Hartree-féle elméleti értékekkel.

Kisdi Dávidné: *Modern részecskegyorsítási módszerek.*

A rezonanciagyorsító lehet lineáris vagy körkörös utóbbi típusba tartozik a ciklotron, szinkrociklotron, szinkrotron és mikrotron. Előadó ismertette a gyenge és erős fókuszálás módszerét, majd a hazai építésű mikrotronon szerzett tapasztalatokat.

#### *Didaktikai és egyéb előadások*

Kedves Miklós: *Vizsgálatok a gravitáció köréből.*

Demonstrációs célra az Eötvös-inga olyan változatát dolgozta ki az előadó, amely nem lengéssel, hanem statikus beállással használható mérésre. Közeli közelítőleg meghatározható az eszközzel a gravitációs állandó értéke, igazolható az anyagi minőségtől való függetlenség is.



Bukovszky Ferenc: *Mértékrendszerek a középiskolai fizikatanítás szempontjából.*

A fizikai mennyiség szám és egység szorzata, a műveletek mindkét tényezőt elvégzendők. Nehézség inkohérens egységek használatánál mutatkozik (fizikai és technikai erőegység, Gauss- és Giorgi-féle elektromos egységek). Kíváncsok, hogy gondos munkával a jelenleg tapasztalható zavarokat megszüntessék.

Madas László: *Az atomfizika középiskolai tanítása.*

Főprobléma a demonstrációs kísérletek nagymérvű hiánya és az okozati tárgyalás tökéletes keresztülvételének lehetetlensége. Utóbbit részlegesen, speciális jelenség elemzésével és azt követő általánosítással meg kell valósítani. Túlságosan részletező tárgyalás kerülendő.

Ádám András—Hedvig Péter—Kiss Dezső: *Új magfizikai laboratóriumi mérések a fizikusoképzésben.*

A budapesti IV. éves fizikuslabor egyes új méréseit ismertetik az előadók: gamma-spektrum felvétele, neutronok diffúziós hosszának mérése, neutronfluxus abszolút mérése, Joliot-kísérlet, kozmikus sugárzás irányeloszlásának mérése, Rossi-görbe felvétele, valószínűségi folyamatok mérése.

Tarnóczy Tamás: *Újabb eredmények a magyar akusztikai kutatás területéről.*

A II. akusztikai és ultrahang kollokvium áttekintette a 10 éve folyó magyar akusztikai kutatásokat.

Három fő munkaterület bontakozott ki: teremhangtan, beszédhangtan és ultrahangkutatás (mind az aktív, mind a passzív vizsgálatok irányában).

Lakatos György: *Fénycsövek gyújtási viszonyainak vizsgálata.*

Vizsgálták előizzított katódú csövek és gyújtóberendezésük összehangolásának problémáját, gyújtási feszültséget befolyásoló paramétereket, a gyújtási folyamat időbeli lefolyását, összehasonlították a gyújtós és gyújtó nélküli berendezésekben lejátszódó fizikai folyamatokat.

ifj. Bartha Lajos: *A hazai Hold-vizsgálatokról.*

A Hold legutóbb az érdeklődés előterébe került. A kutatásokba a budapesti Uránia csillagvizsgáló is bekapcsolódott a változó alakú és intenzitású foltok, fénylő kráterek, működő holdvulkánok észlelése terén. Próbálkoztak mesterséges holdkráter-modellek előállításával.

Bujdosó Ernő: *Károly Irén tudományos munkássága.*

Károly József Irén nagyváradi tanár a múlt század végén az elektromágneses hullámok és röntgensugárzás terén ért el eredményeket. 1895-ben drótnélküli távirót készített. 1896-ban elkészíti hazánkban az első használható röntgenkészüléket. Társulatunknak al-elnöke alapítványával lehetővé teszi fizikai tanulmányi versenyek rendezését.

## Új problémák és eredmények az asztronautika területén

1959. szeptember 13-án a tudatos emberi munka terméke, egy másfél tonnás test előre tervezett pályán eljutott Földünkről egy másik égitest, a Hold felszínére. Ezzel lezárult az asztronautika fejlődésének első, alig két-éves kísérleti szakasza. E rövid idő alatt a Szovjetunióból és az Egyesült Államokból útnak indítottak 18 mesterséges holdat, 3 visszatérő űrrakétát, két mesterséges bolygót és egy holdrakétát, összesen mintegy három tonnányi műszerberendezés kapta meg az első, illetve második kozmikus sebességet, megvalósult az állandó jellegű, napelemekkel működő magaslégtér megfigyelő-állomás és eljutott az első élőlény a légkör és a világűr határára. Azóta 1959. október 4-én megszületett az új, második korszak első nagy sikere: a harmadik szovjet holdrakéta másfél tonnás terhével elindult a Holdat megkerülő és a Földhöz visszatérő pályáján.

Az események olyan gyors egymásutánban követik egymást, hogy részletes ismertetésükre de még áttekintésükre sincs lehetőség egyetlen cikk keretén belül. Ehhez amúgy is bizonyos fokú történelmi távlatra, vagy legalább az adatok széleskörű ismeretére lenne szükség, de ma még egyikkel sem rendelkezünk. Az események kortársaiként és szemtanúiként felmérhetjük azonban a megoldott feladatok nagyságát és jelentőségét. Foglalkozunk először a Holdra küldött szovjet rakéta pályaproblémáival mechanikai és csillagászati szempontból.

### *A becsapódó holdrakéta indításának problémáiról*

A pálya kezdőelemeinek megválasztásában érvényesülő szempontokról tájékozódást nyerhetünk a Pravda szeptember 21.-i cikke és néhány általános tanulmány alapján [1, 2, 3]. A feladat újszerűsége abban rejlik, hogy még korlátozott háromtest-probléma esetében is (az égitesteket tömegpontnak, a Hold pályáját körnek tekintve) induláskor 4 paramétert kell alkalmasan megválasztani: az indítási pont helyzetét, az indítási

irány magasságszögét, a kezdősebességet és a Hold fázisszögét (mely implicite az időt jelenti). Általános esetben még négy paraméter szükséges. Ezen kezdőelemek megválasztásában bizonyos technikai feltételek korlátokat szabnak, vagy legalábbis előnyben részesítik egyik megoldást a másikhoz képest.

Egyik ilyen szempont a Föld forgásának hasznosítása a rakéta kezdősebességének növelésére. Ha a rakéta a  $\varphi$  földrajzi szélességről az Egyenlítőhöz  $i$  szögben hajló pályán indul el, a Föld rotációjától kapott sebességtöbblete km/sec-ban

$$v_F = 0,463 \cdot \cos \varphi \cos i. \quad (1)$$

A képletben szereplő  $\cos \varphi$  faktor miatt legkönnyebb űrrakétát az Egyenlítő környékéről útnak indítani.

Másik szempont, melyet a közlemények szerint nagy súllyal vettek számításba a pálya megválasztásánál, az indítás közben fellépő gravitációs veszteségek minimumra csökkentése volt. Tudjuk, hogy erőmentes térben a változó tömegű test, vagyis a rakéta végsebessége

$$v_0 = c \cdot \log \frac{m_1}{m_2} \quad (2)$$

ahol  $c$  a kiáramló gázok sebessége,  $m_1$  a kezdeti,  $m_2$  az üzemanyag elhasználódása után visszamaradó tömeg. Gyakorlatban a rakéta mozgását ez idő alatt is lassítja a gravitáció és a légellenállás, úgyhogy a tulajdonképpeni végsebesség a

$$v = v_0 - t(g \sin \gamma + \frac{1}{3} l v^2) \quad (3)$$



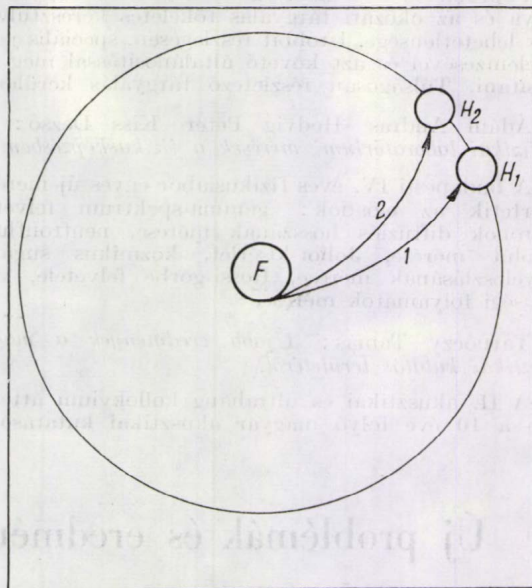
egyenletnek tesz eleget. Itt  $t$  jelenti az égés idejét,  $\gamma$  az indítás magasságsszögét,  $g$  a nehézségi gyorsulást és  $l$  a légellenállás fékezési együtthatóját [4]. Minimális gravitációs veszteséggel tehát vízszintes indítás esetén számolhatunk ( $\gamma = 0$ ). Figyelembe kell azonban venni, hogy a pálya alakulása szempontjából a végsebesség és a helyi parabolikus sebesség *viszonya* számít, mégis, noha a függőlegesen indított rakéta a 3–4 perces égési idő elteltével magasabbra jut, könnyen igazolható, hogy a Föld vonzása következtében fellépő sebességsökkenés *vízszintes* indításkor kisebb. Tovább bonyolítja a helyzetet, hogy az alsó lég rétegek gyors áttörése legalkalmasabban függőlegesen történhet úgy, hogy a rakéta minden bizonnyal már nagyobb magasságban áll rá közel vízszintesen a pályájára. Vesztesége eközben még a legkedvezőbb esetben is 15–25%-a  $v_0$  értékének.

Köztudomású, hogy a mesterséges holdakat is lehetőleg vízszintesen, perigeum körül indítják. Apogeumuk ennek megfelelően az Egyenlítő tulsó oldalán, általában tehát a déli félgömb felett van, nyilván annál délebbre az Egyenlítőtől, mennél északabbról történt az indítás. A vízszintesen indított holdrakétát első közelítésben olyan rendkívül elnyúlt pályán keringő szputnyiknak tekinthetjük, melynek apogeuma 380 000 km távolságba tolódott el. Apogeumának irányát egyrészt a kilövőhely pillanatnyi függőlegese (nadir-iránya) szabja meg, ezért a Holdnak a rakéta indításakor azon a helyen mélyen a látóhatár alatt, a nadírhoz közel kell tartózkodnia (alsó kulmináció); másrészt az apogeum, mint láttuk, európai, ázsiai vagy észak-amerikai kilövőhely esetén a déli félgömb egére esik, negatív deklinációjú. (A deklinációs kör az ekvatoriális koordinátarendszer szélességi köre.) Ezek szerint Holdunk földkörüli mozgását is figyelembe kell venni, arra törekedve, hogy a találkozás idején a Hold mennél délebbre legyen az égi ekvátor alatt. Ez volt a helyzet szeptember 12-én, amikor a Hold deklinációja elérte a  $-17^\circ 24'$ -t. Az energetikai szempontból ideális viszonyokat, a vízszintes indítást és a kis excentricitású pályát úgy közelíthetjük meg legjobban, ha a rakéta indítása a hónap azon napjaiban történik, amikor a Hold deklinációja minimális, és a nap azon óráiban, amikor alsó kulmináció közelében van. Érkezéskor viszont a megfigyelés céljából nyilván látni kellett a Holdat és a holdrakétát a Szovjetunió területéről is — így alakultak ki a végleges pályát megszabó feltételek.

A pálya megválasztására befolyással van még a kezdőadatok megengedett hibája is. Becsapódási pályák esetében lassú indításnál a  $\gamma$ -ban megengedhető  $\Delta\gamma$  hiba viszonylag nagy, majd  $v$  növekedésével gyorsan csökken. A  $\Delta v$  hibahatár viszont fordítva, nagy kezdősebességnél lesz egyre nagyobb. Numerikus számítások szerint ebből a szempontból a parabolikus pálya a legideálisabb, mert az a hiba, amely mellett becsapódás még létrejön, külön-külön  $v$ -ben 50 m/s,  $\gamma$ -ban  $0,5^\circ$  és az indítás idejében ( $t_i$ ) 1 perc. Minthogy ezek hatása összegeződik, gyakorlatban a szovjet holdrakétánál csak 1 m/s, 1 ívperc és 10 idősecundum volt a  $v$

$\gamma$  és  $t_i$  megengedett kezdő-hibája. A közlemény szerint a rakéta 1 másodpercen belüli pontossággal indult!

Végezetül előnyös az olyan indítás, mely az 1. ábrán feltüntetett pályák valamelyikére juttatja a rakétát. Ekkor ugyanis a szükségesnél gyorsabban induló űrhajó a holdpályát a Hold mozgásirányából nézve előbb metszi, tehát a találkozás esetleg mégis létrejöhet. Ellenkező gör-



1. ábra. Az „1” pályán a szükségesnél valamivel gyorsabban indított rakéta mégis elérheti a Holdat, amikor az még a „H<sub>1</sub>” pontban tartózkodik; a lassúbb indításhoz tartozó „2” pályán pedig a későbbi „H<sub>2</sub>” pontban.

bületű pálya esetén erre nincs remény. Mindent egybevetve a holdrakéta indításakor kitűzött feladat minden eddigit felülmúlt, mert 1. a körülmények szoros határt szabtak az indítás időpontjának, 2. a kezdőelemekben elkövetett igen kis pontatlanság kudarcra vezetett volna.

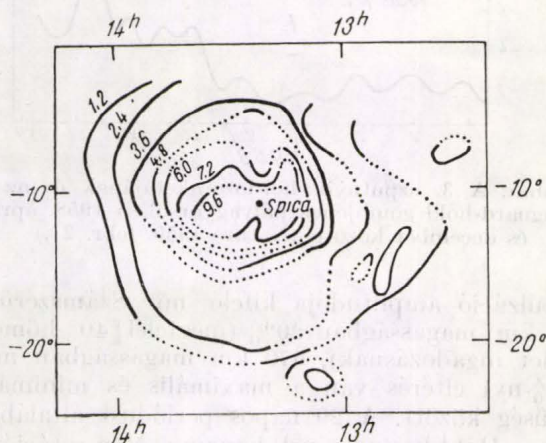
### Tudományos eredmények

Ezelőtt két évvel a Fizikai Szemle egyik cikkében [5] az asztronautika tudományos lehetőségeinek meglehetősen részletes taglalásával kívántuk alátámasztani azt az állítást, hogy a geofizikai, csillagászati stb. kutatómunkában is szükség van mesterséges holdakra. A technikai fejlődés azóta messze túlhaladta már az akkor kitűzött szerény célokat. De a tudományos program beváltotta-e a hozzáfűzött nagy reményeket? — ez a kérdés jogos még abban az esetben is, ha figyelembe vesszük, hogy a nyert adatok feldolgozása hosszabb időt vesz igénybe. Kísérjük meg az eddig közzétett eredmények áttekintését abból a szempontból, hogy mennyiben gazdagodott a Földről, a légkörrel és a bolygók közti térről alkotott képünk az elmúlt két év folyamán.

Előljáróban szólnunk kell egy megfigyelésről, amely ugyan még az „űrkor” kezdetét megelőző időkből származik, és tárgya nem közvetlen környezetünk, hanem a csillagok világa, mégis asztrofizikai jelentősége miatt nem maradhat említés nélkül. 1957. március 28-án



egy amerikai Aerobee rakéta ultraibolya fotonszámlálói az 1225—1350 Å tartományban letapogatták az északi égboltot [6]. A rakéta 146 km csúcsmagasságot ért el, a hasznos repülési idő mintegy 200 sec volt. Közben 15,8 sec-os periódussal rotált és precessziós mozgást is végzett, ami lehetővé tette, hogy a rakéta egyenlítője körül elhelyezett fotonszámlálókkal lefedjék az egész eget. Valahányszor a forgás a látóhatár feletti fényes légréteget (airglow) hozta a látómezőbe, a cső erős felvillanást jelzett — ez tette lehetővé a felfedezett sugárzásforrások 1 fok pontosságú bemérését. A műszerek kimutatták, hogy az ultraibolya sugárzás általában erősödött a Galaktika fő-síkja, a Tejút körül, de találtak ezenkívül négy elhatárolt fényes körzetet is. Ezek 10—25° átmérőjűek, és feltehetően fiatal csillagtársulásokhoz, emissziós ködökhöz kapcsolhatók (pl. Orion köd). De a legintenzívebb sugárzás éppen az  $\alpha$  Vir, a Spica környékéről érkezik (2. ábra), ahol vizuális vagy közönséges ultraibolya fényű (2500 Å-ig) ködnek nyoma sincs. A beérkező sugárzás  $10^{-5}$  erg/cm<sup>2</sup> sec nagyságrendű, ami a Spica távolságában  $10^{37}$  erg/sec kiinduló energiának felel meg. E sugárzás energiaforrása és jellege mind ez ideig ismeretlen.



2. ábra. A Spica körüli ultraibolya emissziós köd egyenlő intenzitás görbéi  $10^{-6}$  erg/cm<sup>2</sup> sec egységben megadva. (Naval Research Laboratory)

1957 végén a nagyméretű szputnyikok felbocsátása lehetővé tette a felső légkör szerkezetének közvetlen tanulmányozását is. A légsűrűség értéke a mesterséges hold keringési idejének csökkenéséből, a fékeződés gyorsaságából a következő képlettel számítható ki:

$$\frac{dP}{dn} = -3P \frac{F}{M} \oint_{\text{pálya}} \rho(h) ds. \quad (4)$$

Itt  $\frac{dP}{dn}$  a  $P$  periódus csökkenése egyetlen keringés alatt,  $F$  az effektív közepes légellenállási keresztmetszet,  $M$  a hold tömege és  $\rho$  a levegő sűrűsége  $h$  magasságban. Maga a körintegrál azt a levegőmennyiséget adja, mellyel a szputnyik egy keringés ideje alatt összeütközött. Megjegyzendő azonban, hogy az ellenállás számolásakor a holdra ható elektromos erőket is figyelembe kell venni. Egyrészt a hold különböző magasságokban mozogván változó erősségű mágneses tér hatásának van alávetve, ami Foucoult-áramokat indukálhat. Ezt az effektust a hold-fal megfelelő konstrukciójával ki lehet küszöbölni. Másrészt az ionoszférikus plazmában haladó hold elektrosztatikus feltöltődésével is számolni kell, mely radarmegfigyelések útján (a

holdkörüli ionfelhő alakjában) közvetlenül is igazolható volt. Hatására az  $F$  valamivel megnő ugyan, de — mint a harmadik szputnyiknál megmérték — a feltöltődés aligha okoz 20%-nál nagyobb hibát az eredményekben [7].

A perióduscsökkenés kimutatásához pontos megfigyelések szükségesek. A távcsövekkel felszerelt holdkövető állomások jól beváltak a fényes szputnyikok nyomonkövetésére, de felmondták a szolgálatot az amerikai holdaknál. Optikai úton nagy pontosságot elérni csak a speciális Baker—Nunn fotokamerákkal lehetett (a távcső gömbtükre 80 cm-es, korrekcióslemez 50 cm, látómező 30°), melyekkel a mesterséges holdaknál az időt ezredsecundumra, az irányt 2—5 ívmásodpercere határozzák meg. A szputnyikok rádiójeleinek vétele útján, a 20 Mc-on, az átvonulás ideje 2 sec-nál nagyobb hibával állapítható meg; pontosabb bemérésekhez az antennák interferometrikus alkalmazása volt szükséges. A nagyobb mesterséges égitesteket, miután adójuk beszüntette működését, radarberendezésekkel követték.

Elméletileg egy mesterséges hold keringési idejének csökkenése exponenciális függvénnyel írható le. Eleinte azonban kényelmesebb és teljesen kielégítő az alábbi közelítő, kvadratikussal, ahol a koefficiensek meghatározott fizikai jelentéssel bírnak:

$$P = P_0 - an - bn^2 \quad (5)$$

Az  $a$  ugyanis megadja a perigeum magasságában mért légsűrűséget,  $b/a$  pedig arányos a perigeum magasságcsökkenésével. A pálya pontos ismeretében e képletből a légsűrűség értékét különböző holdakra különböző magasságokban lehetett meghatározni. A nyers eredményeket az első táblázatban találjuk, feltüntetve mellette a megfelelő magasságot és a felhasznált hold internacionális jelét [8].

1. táblázat

Magasság km	Sűrűség g/cm <sup>3</sup>	A hold jele
656	$3,5 \cdot 10^{-16}$	1958β2
368	$1,5 \cdot 10^{-14}$	1958a
368	$1,4 \cdot 10^{-14}$	1958a
275	$8,5 \cdot 10^{-14}$ (?)	1957a2
241	$2,5 \cdot 10^{-13}$	1957a2
233	$2,2 \cdot 10^{-13}$	1957β1
232 ± 5	$1,5 \cdot 10^{-13}$ (?)	1957a2
220	$5,7 \cdot 10^{-13}$	1957a1
220	$4,5 \cdot 10^{-13}$	1957a2
220	$4,0 \cdot 10^{-13}$	1957a2
220	$4,0 \cdot 10^{-13}$	1957a2
215	$4,7 \cdot 10^{-13}$	1957a2
212	$4,8 \cdot 10^{-13}$	1957β1
212	$4,4 \cdot 10^{-13}$	1957β1
211 ± 4	$4,6 \cdot 10^{-13}$	1957β
206 ± 7	$5,4 \cdot 10^{-13}$	1957a2
202 ± 4	$7,3 \cdot 10^{-13}$	1957a1
201 ± 4	$6,7 \cdot 10^{-13}$	1957a2
200	$4,0 \cdot 10^{-13}$	1957a2
197 ± 1	$7,0 \cdot 10^{-13}$	1957β
186	$6,7 \cdot 10^{-13}$	1958γ

Megjegyzés: Mivel a táblázat csak az eddigi eredmények áttekintését célozza, a forrásmunkák megjelölését elhagytuk.



Megjegyzendő, hogy ezek az értékek nem egy bizonyos vertikális légköri metszetre vonatkoznak, hiszen a különböző mesterséges holdak perigeuma a földfelszín különböző helyei fölé eshetett. Ez, mint látni fogjuk, jelentős hibát okozhat.

Az összes eredmények egybevetése után nyert új légkör-modellt, külön a szovjet és külön az amerikai holdakra, a 2. táblázat tartalmazza [7].

2. táblázat

Magasság km	ARDC-modell		Szputnyikok		Amerikai holdak	
	Hőm.	Sűrűség	Hőm.	Sűrűség	Hőm.	Sűrűség
200	600	$1 \cdot 10^{-13}$	900	$4 \cdot 10^{-13}$	800	$2 \cdot 10^{-13}$
400	1000	$4 \cdot 10^{-16}$	2000	$1 \cdot 10^{-14}$	1600	$4 \cdot 10^{-15}$
600	1000	$2 \cdot 10^{-17}$	2400	$2 \cdot 10^{-15}$	1700	$6 \cdot 10^{-16}$
800	1000	$7 \cdot 10^{-19}$	2500	$6 \cdot 10^{-16}$	1800	$7 \cdot 10^{-17}$
1000	1000	$3 \cdot 10^{-20}$	2600	$2 \cdot 10^{-16}$	1900	$1 \cdot 10^{-17}$

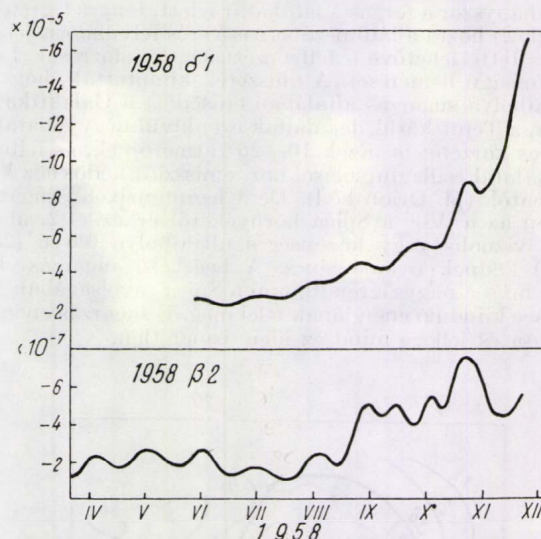
Megjegyzés: A sűrűség egysége  $\text{g/cm}^3$ , hőmérsékletként az abszolút hőmérséklet szerepel.

Az első oszlopban szereplő ARDC modellt 1956-ban az addig rendelkezésre álló megfigyelési adatok alapján, teoretikusan készítették el. Szembetűnő, hogy a légsűrűséget 1000 km körül lényegesen nagyobbak kell feltételeznünk, mint régebben gondolták. Ennek megfelelően a nem ionizált részecskék hőmérséklete is nagyobb. Ehhez viszont több energia szükséges, mint amennyit a Nap ultraibolya sugárzása biztosítani képes. Valószínűnek látszik, hogy a világűrben állandóan elektromosan töltött részecskék érkeznek a magaslégkörbe, jelentősen felmelegítve azt. A részecskéket a földi mágneses tér a Sarkok felé téríti, ezért ott a légsűrűség és a hőmérséklet nagyobb, mint az Egyenlítő fölött. Ez utóbbi jelenség okozná a nagyrészt az Egyenlítő körül keringő amerikai, és a jóval nagyobb szélességeig hatoló szovjet holdak mérési eredményeinek eltérését (lásd 2. táblázat). A harmadik szputnyiknál ez az effektus közvetlenül is tapasztalható volt, mert miközben perigeuma 220 km magasságban a  $+50^\circ$  szélességi körről az Egyenlítőig vándorol, a légsűrűség 50 %-os csökkenését sikerült kimutatni.

Összefügg ezzel, hogy a szputnyikok tanulsága szerint a magaslégkör sűrűsége erős időbeli fluktuációkat is mutat. Már régebben felmerült a gondolat, hogy nagy vertikális légmozgások sűrűség-ingadozásokat okozhatnak, de a tapasztalt jelenség meglepően szabályos. Feltehető lenne természetesen, hogy a mesterséges hold forgástengelyének precessziója következtében csökken vagy nő a ható keresztmetszet, vagyis a 4. képletben  $\frac{dP}{dn}$  periodikus ingadozását nem  $\rho$ , hanem  $F$  idő-

beli változása hozza létre. Ez a magyarázat azonban ellentmond annak a tapasztalatnak, hogy teljesen különböző alakú holdak fékeződése párhuzamos menetet mutat. A 3. ábrán megfigyelhetjük, hogy a mintegy 29 napos ingadozások a 3. szputnyik rakétájánál és a kis Vanguard-holdnál csak

nem egyidejűleg lépnek fel, bizonyítva, hogy valóban az egész légkör ritmikus sűrűség-ingadozásáról, pulzációjáról van szó [9]. Hasonló effektust más holdaknál is kimutattak. Vegyük észre azt is, hogy az ingadozás a Vanguard-holdnál erősebb léven,



3. ábra. A 3. szputnyik hordozórakétájának és az 1. Vanguard-hold gömbjének pályagyorsulása 1958. április és december között. (Nature 1959. febr. 21.)

a pulzáció amplitudója kifelé nő. Számszerűen 225 km magasságban 20% (megfelel  $40^\circ$  hőmérséklet ingadozásnak), 670 km magasságban már 70%-nyi eltérés van a maximális és minimális sűrűség között. A 29 napos periódust általában nem a Hold keringésével, hanem a Nap rotációjával hozzák kapcsolatba, mivel a Hold árapályhatása a légkörben fele ekkora periódussal jelentkezik. A naptevékenység egyik legjobb jellemzőjével, a Nap 20 cm-es és 10,7 cm-es rádiósugárzásával viszont a holdak fékeződése meglepő párhuzamosságot mutat, ezzel is valószínűvé téve, hogy az egész jelenséget a Napról érkező részecskeárammal kell kapcsolatba hozni. Maximális rádiósugárzás a tapasztalatok szerint nagy napfoltcsoportok átvonulása idején szokott fellépni.

Figyelemre méltó, hogy a 3. ábra görbéin van két kiugrás — július 8-án és szeptember 4-én —, mely szokatlanul nagy napkitörésekkel (flerek) hozható kapcsolatba. Ilyen nagyságrendű flerek idején, mint léggömb mérésekkel kimutatták, kb. 40%-kal erősödik meg a Nap protonárama. A kiugrások, melyek egy nappal a flerek után jelentkeztek, szintén kb. 40%-os effektust képviselnek a gyorsulásban. Mindez alátámasztja azt az elméletet, amely szerint erős összefüggés van a naptevékenység és a magaslégkör állapota között.

A légkör kémiai összetételével kapcsolatban kevesebb eredmény látott napvilágot [10]. Kimutatták, hogy már 150 km magasságban az argon-nitrogén arány a talajmenti érték hatodára csökkent; az oxigén 100 km felett többnyire disszociált állapotban van és 300 km magasságban tízszer gyakoribb az atomi nitrogénél. A 3. szputnyik mérései szerint 250 és 950 km között végig az O-ion dominál.



Ezek után foglaljuk össze a földi *ionoszférával* kapcsolatos főbb eredményeket. A mesterséges holdak útjukat többnyire az ionoszféra legsűrűbb, F2 rétege fölött végzik, ahonnan a Földről kisugárzott rádióhullámok már nem verődnek vissza. E rétegek vizsgálata ezért csak most, a szputnyikok rádióadói segítségével vált lehetővé. A szovjet holdak által kibocsátott 20 és 40 Mc-os hullámok az ionoszférakutatás szempontjából különösen előnyösek, mert terjedési viszonyaikat az ionoszférikus plazma erősen befolyásolja. Általános tapasztalat volt, hogy a szputnyikok jelei a látóhatár alól is jól vehetők. Ez amellest szól, hogy az ionoszférába kívülről behatoló rádióhullám túlnyomórészt ebben a rétegben vezetődik tovább. A jelenség magyarázatához fel kell tételezni, hogy az elektronsűrűség az F2 rétegbeli maximum fölött elég lassan csökken. Valóban a rakéták mérőműszerei 290, ill. 475 km magasan  $1,8 \cdot 10^6$ , ill.  $1 \cdot 10^6$  elektron/cm<sup>3</sup> sűrűséget jeleztek, a 3. szputnyik pedig 795 km körül köbcentiméterenként  $1,8 \cdot 10^5$  pozitív iont talált [7]. Szovjet kutatók szerint az elektronkoncentráció csökkenése az F2 rétegbeli maximum után 3,6-szor lassúbb, mint amilyen a növekedés üteme volt. Extrapolálva a nyert adatokat, azt kapjuk, hogy 2—3000 km magasan még mindig 2—300 elektron található köbcentiméterenként [11].

A vizsgálatok fényt derítettek az ionoszféra „finomszerkezetére” is. Bizonyos területek, pl. a sarkvidékek irányából a szputnyikok rádióadójának hangja gyengébben hallatszott, s voltak olyan időszakok is, amikor a hallhatóság jelentősen lecsökkent (pl. 1958 nyarán). Mindez az ionoszféra inhomogenitására utal. A vételi viszonyok erősen függtek a napszaktól is, és megváltoztak, valahányszor a szputnyik áthaladt az árnyékhátáron. Gyakran jelentkeztek gyors, szabálytalan fadingek is a szputnyikok hangjában. Ezek időtartama néhány perctől a másodperc törtrészig terjed, ami a sebesség ismeretében a légköri inhomogenitás méreteire enged következtetni (átmérő kb. 1000-tól 1—2 km-ig). Ugyancsak rádiómérések vezettek annak felismerésére, hogy a kb. 3 km átmérőjű elemek különösen gyakoriak az ionoszférában, és ezek okozzák a rádiócsillagok ( kozmikus rádióforrások) közmért szintillációját. Száz km felett a helyi elektronsűrűség a számítások szerint legalább 20%-os ingadozásokat mutat.

Végül tegyünk említést egy új megfigyelésről, mely az 1959. szeptember 12-i szovjet holdrakéta útjáról kiadott TASZSZ-közleményben szerepel [1] Eszerint a holdrakéta útközben keresztülhaladt olyan területeken, ahol az ionizált részecskék száma cm<sup>3</sup>-enként 100-nál kevesebb; de a Holdhoz közeledve kb. 10 000 km magasságban a regisztrált áram növekedni kezdett. Ez a közlemény szerint esetleg ionizált gázfelhő jelenlétével magyarázható, vagyis a Holdnak is lenne valamiféle ionoszférája. A további vizsgálatok ezen a téren még sok meglepő eredménnyel szolgálhatnak.

A mesterséges holdak alkalmazása a geodéziában és kartográfiában máris hozzájárult a *Föld alakjára* vonatkozó ismereteink bővítéséhez. A 2. szputnyik és az első Vanguard-hold segítségével újra meghatározták Földünk lapultságát, mely  $1/298,20 \pm 0,03$ -nak adódott. (A régi érték  $1/297,1$  volt.) [12] A Vanguard I. hold ezen kívül még egy

meglepetéssel szolgált [13]. Ismeretes, hogy perigeum-pontja 82 naponként kerüli meg egyszer a Földet, vagyis a hold 41 napig a déli, 41 napig az északi félgömb fölött halad minimális magasságban. Megfigyelések szerint a perigeum-magasság az előbbi esetben rendszeresen nagyobb, mint az utóbbiban. Az eltérés nem magyarázható sem légellenállással, sem elektromágneses erővel, s valószínűleg annak következtében lép fel, hogy a Föld alakja nem szimmetrikus az Egyenlítőre. A számítások szerint a tengerszint az északi pólus körül mintegy 15 méterrel magasabb, a déli körül 15 méterrel mélyebb az elméleti tengerszintnél. Úgy látszik, a földkéreg alatti feltételezhetően olvadt anyag kevésbé rugalmas, mint eddig hittük.

Megkezdtek néhány csendes-oceáni sziget (Guam, Wake Island, Samoa stb.) helyzetének be-mérését is ugyanezen Vanguard I. hold segítségével [14]. A tervek szerint a méréseket kiterjesztik, hogy az interkontinentális távolságok jelenlegi kb. 300 m-es hibáját negyedére lehessen lecsökkenteni.

Az interplanetáris tér vizsgálatának eddigi legfontosabb eredménye minden bizonnyal a Föld sugárzási övezeteinek (Van Allen-féle övek) felfedezése volt. Az e tárgykörben elért eredményekkel, jelentőségükre való tekintettel, a Fizikai Szemle külön cikkben kíván foglalkozni.

Egyes elméletek szerint a Van Allen-öv földmágnességi erővonalak közé befogott elektronokból áll, melyek a Sarkok között spirálpályán ingamozgást végeznek. Ezek szerint ilyen övezet minden mágneses térrel rendelkező bolygó körül kialakul. Ebből a szempontból érdekes a 2. szovjet űrrakéta műszereinek negatív eredménye, mely szerint a Holdnak sem (60  $\gamma$ -nál) nagyobb mágneses tere, sem sugárzási övezete nincsen [1]. A földi *mágneses tér* erőssége egyébként 27—37 000 km között exponenciálisan esik, majd tízszeres föld-sugárnyi távolságtól kezdve állandó marad. A Pioneer-rakéták szerint az interplanetáris mágneses tér erőssége  $3 \cdot 10^{-4}$  gauss, vagyis 30  $\gamma$ .

Ellentétben a kozmikus sugárzásra vonatkozó eredményekkel, az *interplanetáris poranyagot* vizsgáló mikrofonmembránok és ellenállások nem szolgáltak különösebb meglepetéssel a mikrorészecskék mennyisége tekintetében. A membránok által jelzett, 4  $\mu$ -nál nagyobb részecskék száma átlag 1/100 m<sup>2</sup>/sec volt, míg a 10  $\mu$ -nál nagyobbaké ennek csak tizedrésze [16]. A Föld felszínére beérkező teljes anyagáramot naponta 2—3000 tonnára becsülik. Ezek a számok nagyjából megfelelnek a korábban közvetett úton meghatározott gyakoriság-értékeknek.

\*

Az asztronautikai kutatások további tudományos programja részben a technikai eredmények függvénye. Így ha sikerül megoldani a „visszatérési” problémát és a műszerek épségben visszanyerhetők lesznek, szerephez jutnak azok a mérések is, melyek a készített felvételanyag beható tanulmányozását kívánják (pl. csillagászati felvételek). A holdkutatás a jelenlegi típusú rakétákkal csak a Hold egészének vizsgálatát tűzheti ki célul. Így mérhető, illetve vizsgálható a Hold tömege, mágneses tere és légköre, valamint felszíni alakzatai a tőlünk nem látható túlsó oldalon is. A Holdra leszálló műszerek rakéta első feladata természetesen vagy mesterséges „hold-rengések” szeizmografikus regisztrálása lenne az égitest belső szerkezetének megismerése céljából. Érdekes meg-



figyelések végezhetők a leszállóhely közvetlen környezetében is (a talaj hőmérséklete, szilárdsága, kémiai összetétele stb.).

Túlságosan korai lenne még foglalkozni ezekkel a feladatokkal? Az elmúlt hónapok fejlődési ütemét látva mindenki meggyőződhetett arról, hogy az asztronautika célkitűzéseit komolyan kell venni, mégha az első pillanatban utopisztikusnak látszanak is. Az első szputnyiktól az első holdrakétáig 2 év sem telt el — ki tudja milyen nagyszerű eredmények születnek majd a következő években, sőt talán hónapokban?

Almár Iván

MTA Csillagvizsgáló Intézet

#### IRODALOM

1. Pravda 1959. szept. 21.
2. Goldbaum, Gunkel: Comparison of two-dimensional

and three-dimensional analysis of Earth—Moon flight (Douglas).

3. Jegorov, V. A.: Uszpehi fiziceszkih nauk 63 (1957) 73.
4. Davis, L., Follin, J. W., Blitzer, L.: The Exterior Ballistics of Rockets 25 van Nostrand 1958.
5. Almár, I.: Fizikai Szemle 7 (1957) 53.
6. Kupperian, J. E., Boggess, A., Milligan, J. E.: Ap. J. 128 (1959).
7. Paetzold, H. K.: Die Naturwissenschaften 46 (1959) 416.
8. Schilling, G. F., Sterne, T. E.: J. Geoph. Res. 64 (1959) 1.
9. Jacchia, L. G.: Nature 183 (1959) 526.
10. Boyd, R. L.: Nature 183 (1959) 361.
11. Alpert, Ja. P., Csugyeszenko, E. F., Sapiro, B. Sz.: Preliminary Results I. (1958) 40.
12. King-Hele, D. G., Merson, R. H.: Nature 183 (1959) 881.
13. Sky and Telescope 18 (1959) 249.
14. Melin, M.: Sky and Telescope 18 (1959) 378.
15. Van Allen, J., Frank, L. A.: Nature 183 (1959) 430.
16. Hibbs, A. R.: ASP Leaflet 357 (1959) 1.

## A kozmikus sugárzás kutatása mesterséges égitestekkel

Lapunk már több cikket szentelt a mesterséges égitestek méltatására. Ezek beszámoltak azokról a feltételekről, amelyek megvalósításukat lehetővé tették, egyben utaltak arra, hogy már az első sikerek a világegyetem megismerésének új korszaka felé vezetnek. Az eddigi kísérletek igazolták is ezt a tudományosan megalapozott várakozást. Számos eredmény mutatja, hogy valóban új korszak kezdődött a tudományok különféle ágaiban.

Az „új világegyetem” kapuinak megnyitása meglepő és váratlan eredményeket hozott a fizika számára is. A mindenség hatalmas „magfizikai laboratóriumának” egyik legérdekesebb meglepetése a kozmikus sugárzáshoz, ezen keresztül pedig a földmágnességhez fűződik. Ezekről az eredményekről szeretnénk összefoglalást adni a következőkben, a modern irodalmi adatok alapján.

\*

Ismeretes, hogy a Föld légkörébe még be nem lépett, ún. primér kozmikus sugárzás főként protonokból és  $\alpha$ -részecskékből, valamint kisebb részben nehezebb elemek atommagjaiból áll. A primér sugárzás egyik jellegzetessége a részecskék nagy, átlagban  $10^{10}$  eV energiája.

A kozmikus sugárzás kutatása két fő irányban folyik:

1. A részecskék átalakulásainak, tulajdonságaiknak kutatása igen nagy, földi gyorsítóknak még elő nem állítható nagy energiák mellett.

2. A primér sugárzás kutatása eredete szempontjából (energiaspektrum, intenzitásingadozás észlelése), valamint a geofizikai jelenségekre gyakorolt hatás szempontjából.

Az első terület magfizikainak, a második pedig asztro- és geofizikainak tekinthető.

#### Ballonok és rakéták

Azok a ballonfelszállások, amelyek az első világháború előtt a kozmikus sugárzás felfedezésére vezettek, nem bizonyultak alkalmasnak a primér sugárzás minden komponensének vizsgálatára. A mai ballonok is csak átlagosan 30—35 kilométeres magasságig képesek felemelkedni, amely magasságban a légnyomás még  $1 \text{ g/cm}^2$ . Ez csak a primér protonok vizsgálatát teszi lehetővé. Ugyanis a primér protonok kölcsönhatásai a levegőmolekulákkal csak olyan magasságban kezdődnek, ahol a légnyomás értéke  $70 \text{ g/cm}^2$ .

A primér sugárzás C, N és O, valamint még nehezebb magokból álló komponensei azonban ebben a magasságban már kölcsönhatásokon mennek keresztül, elvesztik eredeti tulajdonságaikat és energiájukat. A ballonokkal viszont a mondottnál nagyobb magasságokba nem nagyon lehet emelkedni.

A második világháború után, amikor a rakétákat tudományos célokra kezdték felhasználni, a Szovjetunióban Vernov, Csudakov és munkatársaik, az USA-ban pedig van Allen és csoportja épített kozmikus sugárzást kutató műszereket magassági rakétákba. E méréseknek azonban igen jelentős fogyatékosságuk volt, hogy csak keresztmetszeti képet adtak az igen gyorsan végigfutott pályaszakaszról. Ilyen módon lehetetlenség volt az időbeli változások tanulmányozása.

#### Mesterséges holdak

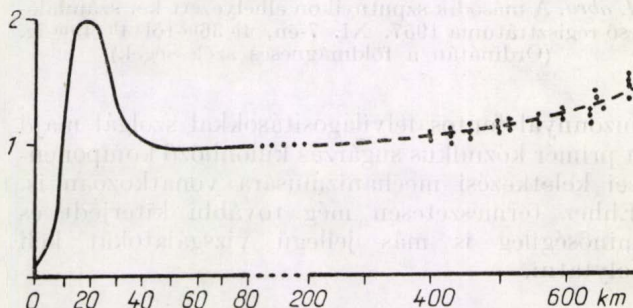
Az időben és térben kiterjedt keretek közt folyó vizsgálatok lehetőségét elsőként a mesterséges holdak teremtették meg. E feltételek mellett természetesen a magassági követelmények is



teljesültek. Már a második szputnyikon és az első amerikai mesterséges holdon is elhelyeztek részecskeszámlálókat.

A második szputnyikra *S. N. Vernov*, *N. L. Grigorov*, *J. I. Logacsev*, és *A. J. Csudakov* tervezett és szerelt fel két azonos, 10 cm hosszúságú és 1,8 cm átmérőjű csővel ellátott számlálóegységet. Ezek mindegyikéhez egy-egy félvezetős elektronikai és rádiótechnikai egység csatlakozott.

Ez a mesterséges hold a Szovjetunió területe felett a mérések ideje alatt dél—észak irányú átmeneteiben gyakorlatilag azonos (225—240 km) magasságban haladt, míg a fordított — észak — dél irányú — átmenetek alkalmával a magasság 350-ről 700 kilométerre nőtt. Ha feltesszük, hogy a kozmikus sugárzás intenzitásának függése a magasságtól minden földrajzi szélességen ugyanaz, akkor a második szputnyik mérési eredményeit az 1. ábra tünteti fel. Az első szakaszon rádiószondákkal rakétákról szerzett mérési eredmények középtértékei szerepelnek. A mesterséges hold eredményeit pontok jelzik.



1. ábra. A kozmikus sugárzás relatív intenzitásának változása a földfelszín feletti magasság függvényében. (Ordinátán: a  $H$  magasságban mért intenzitás aránya a 225 kilométer magasságában mérthez).

Az intenzitás alakulása különösen a 400—700 kilométeres magasságtartományban érdekes. Az itt észlelhető változások több tényezőtől is függhetnek. Ezek egyike mindenesetre a Föld árnyékoló hatásának csökkenése. Mivel ugyanis a kozmikus sugárzás (a Föld mágneses terének eltérítő hatásától eltekintve) a térben izotróp, az erősségnek a magassággal való növekedése részben visszavezethető az árnyékoló térszög csökkenésére. Másik hatást jelent a földmágneses erőter intenzitásának csökkenése. A földmágneses erőter ugyanis csak az olyan protonokat téríti el, amelyeknek energiája kisebb  $2 \cdot 10^{10}$  eV-nál. Mennél magasabbra emelkedünk tehát, annál kisebb lesz a földmágneses erőter eltérítő hatása.

A sugárzás intenzitásán túlmenően azonban a mesterséges holdakkal egyéb kutatások is végezhetők. Már a harmadik szputnyikon és a negyedik amerikai mesterséges holdon is helyet kaptak olyan műszerek, amelyek a sugárzásban szereplő részecskék energiaspektrumának és az egyes komponensek százalékos arányának vizsgálatára szolgáltak.

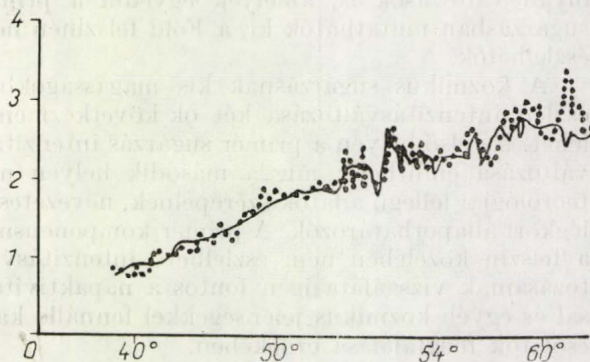
## Geomágneses effektus

A Föld mágneses erőtere első közelítésben olyan dipólus erőterének tekinthető, amelynek tengelye  $10^\circ$ -os szögben hajlik a forgástengelyhez, és amelynek középpontja 340 km távolságban van a Föld centrumától. Ezért a földrajzi és a földmágneses szélességi körök nem esnek egybe. A földmágneses egyenlítő a keleti félgömbön  $10^\circ$ -kal északabbra, a nyugatin ugyanennyivel délebbre halad a földrajzi Egyenlítőnél.

A Földet érő kozmikus sugárzás mintegy 1 földszármnyi távolságban kerül a földmágneses tér hatása alá. A mágneses tér eloszlása itt nem írható le a felületihez hasonló módon. Ennek egyik igen fontos oka, hogy a földmágneses erőter külső hatójának változása erősen alá van vetve a Naptól érkező korpuszkuális sugárzás befolyásának. Ugyanakkor e térnek a földfelszínen észlelhető eloszlását nagyban befolyásolja az a körülmény, hogy a külső tér változásai földáramokat indukálnak a kéregben, amelyek visszahatnak a felszín környéki mágneses tér struktúrájára.

*Simpson* amerikai fizikus fedezte fel először, hogy a kozmikus sugárzás egyenlő intenzitású helyeit összekötő görbék nem esnek egybe a földmágneses szélességekkel. Eredményei szerint tehát a „kozmos sugárzási egyenlítő” különbözik a földmágnesestől.

A kozmikus sugárzás geomágneses effektusának vizsgálatát elsősorban az olyan mesterséges holdak teszik lehetővé, amelyeknek pályája nagy szögben hajlik a Föld geográfiai Egyenlítőjéhez. Ennek a feltételnek ezideig a szovjet mesterséges holdak tettek a leginkább eleget, mivel ezek pályahajlása  $65^\circ$ .



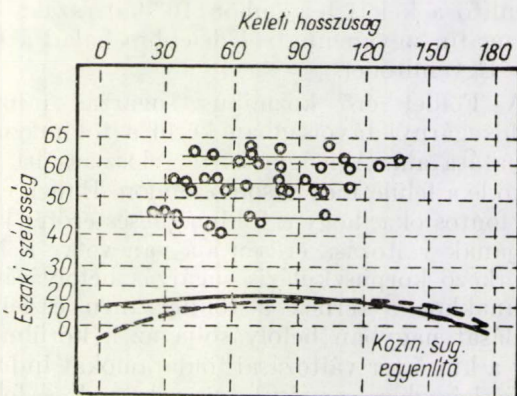
2. ábra. Mesterséges hold-regisztrátum a részecskeszám földmágneses szélességtől való függéséről (Ordinátá: földmágneses szélesség)

A geomágneses effektus értékeléséhez első lépésben a 2. ábra adatai segítenek. Itt az ordinátán az a részecskeszám van feltüntetve, amelyet a két számláló mindegyikének  $1 \text{ cm}^2$ -es felülete egy keringés (mintegy 1,5) óra során regisztrált. Az abszcisszán a földmágneses szélességek vannak felmérve. Az ábra szerint a két számláló adatai elég jó egyezést mutatnak, ami a megbízhatóság-



nak fontos bizonyítéka. Jól látszik az ábrán az is, hogy a sugárintenzitás milyen mértékben növekszik a magasság fokozódásával.

A 3. ábra mutatja az ilyen módszerű mérésekkel a Föld különféle területeire nyert izokozmákat. Itt már határozottan látszik a kozmikus sugárzási egyenlítőnek a földmágnesestől való eltérése. A je-



3. ábra. A kozmikus sugárzás egyenlő intenzitású helyeit összekötő görbék (izokozmák) a Föld különböző pontjaira, mesterséges holddal mérve

lenség okát a további vizsgálatoknak kell felderíteni. Így a kozmikus sugárzás kutatása valóságos segítőjévé válik majd a földmágnesség fontos kérdése megoldásának.

#### Intenzitás-ingadozások

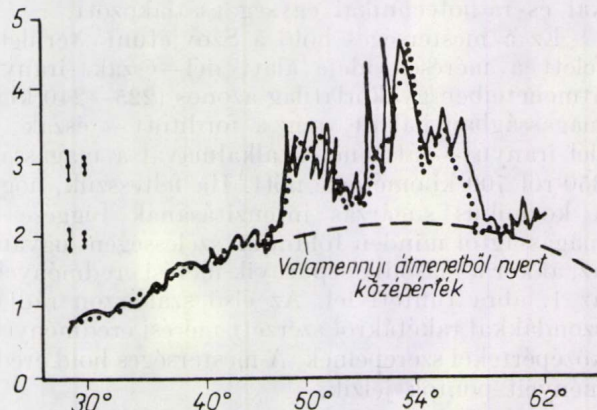
Már régebben ismeretes, hogy a kozmikus sugárzás intenzitása az idő függvényében kisebb változásokat mutat. Azonban csak a mesterséges holdak megvalósulása óta tudjuk, hogy léteznek olyan változások is, amelyek egyedül a primér sugárzásban mutathatók ki, a Föld felszínén nem észlelhetők.

A kozmikus sugárzásnak kis magasságokban észlelt intenzitásváltozása két ok következménye lehet. Az első helyen a primér sugárzás intenzitásváltozása említendő, míg a második helyen meteorológiai jellegű adatok szerepelnek, nevezetesen légköri állapotváltozások. A primér komponensnek a felszín közelében nem észlelhető intenzitásváltozásainak vizsgálata igen fontos a napaktivitással és egyéb kozmikus jelenségekkel fennálló kapcsolatok megtalálása érdekében.

A mesterséges holdak ilyen mérésekre különösen alkalmasak, főként azóta, amióta a harmadik szputnyik bebizonyította, hogy félvezetős napteleges mesterséges holdakkal olyan mérési időtartam valószínűsíthető meg, amelyet egyedül és kizárólag a mesterséges hold élettartama korlátoz. E tárgykörben a második szputnyik egy jellegzetes regisztrátumát mutatjuk be a 4. ábrán. Figyelemre méltó a regisztrátum erős eltérése az átlagtól, különösen ha figyelembe vesszük, hogy egyidejű mérésekben a földi állomások — még a magashegyiek sem — észleltek intenzitásváltozást. Tekintettel a légkörnek a lágy komponenssel

szemben fennálló nagy abszorpciós képességére, fel kell tételezni, hogy ezek a változások — amelyek egyébként a két számláló regisztrátumának párhuzamossága miatt reálisnak tekintendők — a lágy komponensben következtek be.

Az intenzitás-változásoknak a primér sugárzásban megfigyelt menete egyébként minden



4. ábra. A második szputnyikon elhelyezett két számlálócső regisztrátuma 1957. XI. 7-én, 4h 36m-től 4h 49m-ig. (Ordinátán a földmágneses szélességek)

bizonyítal fontos felvilágosításokkal szolgál majd a primér kozmikus sugárzás különböző komponensei keletkezési mechanizmusára vonatkozóan is. Ehhez természetesen még további kiterjedt és minőségileg is más jellegű vizsgálatokat kell folytatni.

#### A primér sugárzás komponensei

A primér sugárzásban a protonok és  $\alpha$ -részecskék mellett kisebb számban előforduló többszörösen töltött részecskék százalékos arányának megismerése igen fontos a kozmikus sugárzás természetének és keletkezésének megismerése, valamint a gyorsító kozmikus források feltárása szempontjából. A primér sugárzás ilyen irányú vizsgálatánál természetesen tekintettel kell lenni a különféle elemek kozmikus gyakoriságára is, tekintettel arra, hogy ennek is nyilvánvaló hatása van a primér sugárzás százalékos összetételére.

E megállapítás fontosságára az a körülmény is felhívja a figyelmet, hogy a Li, Be és B atomok gyakorisága a természetben (pontosabban a kozmoszban) kisebb, mint a kozmikus sugárzásban. Éppen ezért feltételezhető, hogy ezen elemek magjainak a primér sugárzásban megfigyelhető többsége olyan másodlagos részecske, amely a primér sugárzásnak az intersztelláris anyaggal való kölcsönhatása során jön létre. A kölcsönhatási gyakoriságok ismeretében ebből viszont következtetni tudunk a sugárzás részecskéi által megtett útra, tehát a források térbeli távolságára. Így pl. az a Ginzburg által felállított elmélet, amely szerint a kozmikus sugárzás a szupernovák táguló burkában keletkezik, arra a következtetésre vezet, hogy a Li, Be és B magok alkotta sugárzás arányának a



C, N, O és F magokhoz 0,1-nél kisebbnek kell lennie.

Az elmélet e kijelentésének ellenőrzése igen nagy jelentőségű a továbbfejlesztés szempontjából. Az eddigi vizsgálatok eredményei azonban sajnos elég határozatlanok. A szóbanforgó arányra különböző kutatók 0,04–0,4 közti értékeket találtak. Ennek oka abban keresendő, hogy az adatokat  $10 \text{ g/cm}^2$  légnyomásnak megfelelő magasságban mért értékekből extrapolálták a légkör határára. Az extrapolációs összefüggés azonban olyan határozatlan tényezőt tartalmaz, amelynek megválasztása szabja meg végső soron az eredményt. Ez az önkényességet biztosító lehetőség idézi elő a határozatlanságot.

A kérdésnek a mesterséges holdakkal történő egzakt tanulmányozását a Cserenkov-jelenség teszi lehetővé. Ilyen elven működő berendezést helyezett el a harmadik szputnyikon *L. V. Kurnaszova, L. A. Rozenov és M. I. Fradkin*. A többszörösen töltött részecskék által a kálium-metilmetakrilátban (plexiüveg) a Cserenkov-effektus révén létrehozott fényjelenséget multiplerrel észlelték. Ez két részből tevődött össze, amelyeknek egyike a  $Z \sim 15, 16$ , másika pedig a  $Z \sim 30$  töltésküszöbű részecskék regisztrálására szolgált. A harmadik szputnyik repülésének első 10 napján percenként 1,2 olyan részecskét regisztrált, amelyre  $Z \geq 15, 16$ . Ugyanezen idő alatt viszont egyetlen  $Z > 30$  részecske fordult elő.

A kísérlet nemcsak a részecskék intenzitásának mérését tette lehetővé, hanem azt is bebizonyította, hogy a primér sugárzásban eddigi ismereteinkkel ellentétben figyelemre méltó mennyiségben szerepelnek a periódusos rendszer első szakaszán elhelyezkedő különféle elemek magjai. Ez újabb jelentős következtetéseket tesz lehetővé a primér sugárzás keletkezési mechanizmusára,

A többszörös töltésű részecskék mellett nagy figyelmet érdemelnek a kis energiájú részecskék is. A Föld mágneses tere ugyanis a kis energiájú részecskéket eltéríti, miéért ezek csak a pólusok közelében léphetnek be a légkörbe. Ezzel szemben neutrális részecskék — fotonok és a Nap által kibocsátott neutrínók — a légkör határát tetszőleges földrajzi szélességen elérhetik.

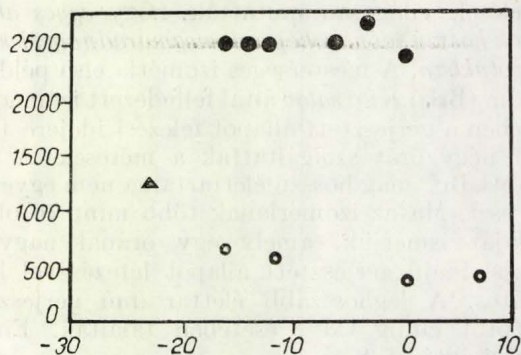
A kis energiájú részecskékkel kapcsolatban említendő meg, hogy meghatározott égi objektumok — pl. a Nap — röntgensugárzást is kibocsátanak. Feltehető, hogy ez a sugárzás a Nap esetében is folytatódik a rövidebb hullámtartományok felé, tehát hogy az ilyen objektumok  $\gamma$ -sugárzók. Bár a Nap  $\gamma$ -sugárzását még nem sikerült kimutatni, ennek vizsgálata — ha egyáltalán jelentősebb mértékben létezik — fizikai tulajdonságainak megismerése szempontjából igen fontos lenne.

Ismeretes, hogy kis energiájú  $\gamma$ -sugárzás esetén a GM-csövek hatásfoka 1%-nál is kisebb. Ekkor ugyanis kicsi a valószínűsége, hogy a  $\gamma$ -kvantum elektront kelt a cső számlálóterében. De jól detektálható ez a sugárzás szcintillációs számlálókkal. Az ilyen számlálók sugárdetektora valamilyen átlátszó elemből (pl. káliumjodid-kris-

tályok, stb) készül. Ezek hatásfoka elméletileg a 100%-ot is elérheti. Nagy előnyük, hogy a beütést kísérő felvillanás erőssége arányos a részecske által a kristályban létrehozott ionizációval. Ha a foton által keltett fotoelektronok pályája teljes egészében a szcintillátorban van, az impulzus-eloszlásból felvilágosítást kaphatunk a kiváltó foton energiájáról. Így természetes, hogy ezek a viszonylag egyszerű szerkezetű, egyben igen hasznos berendezések elhelyezést nyertek a mesterséges holdakon.

### A Van Allen-zónák

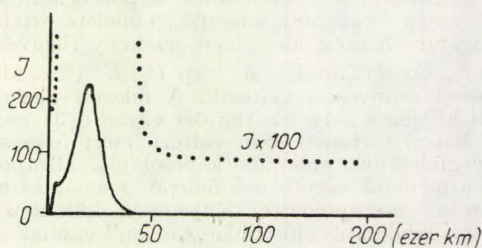
A harmadik szputnyikkal és GM-csöves amerikai mesterséges holdakkal megállapítást nyert, hogy az Egyenlítő tájékán különösen nagy magasságokban (1500 km) alacsony energiájú fotonok és elektronok áramlása figyelhető meg. *Van Allen* és munkatársai megállapították, hogy a néhány száz kilométer magasságban normálisan működő számlálócsövek 1000 km-nél nagyobb magasságban „megsüketülnek”. Feltételezték, hogy ez a részecskeszám oly mértékű növekedésének következ-



5. ábra. Egy gáztöltésű számlálócső működési menete az egyenlítői tartományban. ● túlsok részecske miatt a cső megsüketült; ○ közel 30 impulzus/sec; ▲ átmeneti tartomány. (Ordináta: földrajzi szélesség; abszcissa: magasság km-ben)

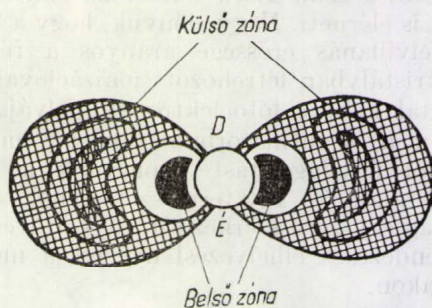
ménye, hogy az impulzusok a számlálócsőben folyamatosan „átfedik” egymást. Az 5. ábra egy gáztöltésű számlálócső működését mutatja az Egyenlítő vidékén, a magasság függvényében.

A 6. ábra az első szovjet kozmikus rakéta útján a kozmikus sugárzás intenzitását mutatja, a Földtől való távolság függvényében. Az ábrán levő két



6. ábra. A kozmikus sugárzás intenzitása nagy magasságokban





7. ábra. A Földet körülvevő sugárzóna metszete

görbe egymástól abban különbözik, hogy a szaggatott vonal az  $I \cdot 100$ -at mutatja. Egységül azt az ionizációt választották, amelyet a primér kozmikus sugárzás hoz létre. Mint az ábra is mutatja, 9 föld-sugárnál nagyobb távolságban az intenzitás állandónak tekinthető.

A Föld körül nagy magasságban kialakult sugárzóinak tehát mintegy aureolát képeznek a Föld körül. Ezt a két zónát egyenlőre jobb híján a Föld korpuszkuláris sugárzási zónájának nevezzük.

Sinka József

Természettudományi Közlöny  
szerkesztősége

## Az atommagok izomériája, II.

(Az atommagok multipól-sugárzásának szemléletes leírása)

### Az izomerek hosszú élettartamának problémája

Az atommagok izomériájára vonatkozó megfigyelések világosan mutatták, hogy *egyedülállóan* bizonyos atommagok hosszú időn át képesek megmaradni gerjesztett állapotukban. A mesterséges izoméria első példája, a bróm ( $\text{Br}^{80}$ ) Kurcsatov által felfedezett izomériája esetében a gerjesztett állapot felezési idejére több mint négy órát szolgáltatottak a mérések. A gerjesztett  $\text{Br}^{80}$  mag hosszú élettartama nem egyedülálló. Ma az izomériának több mint 70 olyan példáját ismerjük, amely egy óránál nagyobb felezési idejű gerjesztett állapot létezésével kapcsolatos. A leghosszabb élettartamú gerjesztett állapotot eddig  $\text{Cd}^{113}$  esetében találták. Ennek felezési ideje 5,1 év.

A következőkben célul ezen jelenség okának megértését tűzzük ki. Megvizsgáljuk: *miképpen magyarázza az elmélet azt a meglepő tényt, hogy egyes atommagok órákon, napokon, heteken, néha hónapokon, egyes esetekben pedig éveken át megmaradhatnak gerjesztett állapotukban?*

Ilyen nagy felezési idejű magátalakulásokkal nem az izomerekkel találkozunk első ízben az atommagfizikában. Az  $\alpha$ -sugárzó magok esetében a megfigyelt felezési idők  $10^{-6}$  sec és  $10^{18}$  év közé esnek. Az  $\alpha$ -sugárzás tudvalevőleg a kvantummechanikai alagútjelenség megnyilvánulása. Az  $\alpha$ -részecske, melyet a mag körül uralkodó Coulomb-féle potenciállal örökre fogvatartana, ha a klasszikus mechanika törvényei szigorúan érvényesek volnának, az anyag hullámtulajdonságainak folyományaként mégis kiszökhet az őt magábazáró potenciálgödörből, áthatolva a Coulomb-féle potenciállalon. Az alagútjelenség kvantummechanikai elmélete értelmében az  $\alpha$ -sugárzás felezési ideje igen érzékeny függvénye az  $\alpha$ -rész  $E_\alpha$  energiájának: az  $\exp C/\sqrt{E_\alpha}$  ( $C \approx$  állandó) kifejezéssel arányosan változik. A felezési időre nyert elméleti kifejezés helyesen tükrözi vissza a 31 nagyságrendet átfogó tartományban változó mért felezési idők és a megfelelő  $E_\alpha$  energiák kapcsolatát. Minthogy az izomér átmenetek esetében a fellépő  $\gamma$ -sugárzás mechanizmusa az  $\alpha$ -sugárzástól lényegesen különbözik (az  $\alpha$ -részek a kibocsátás előtt már „készen” vannak a magban, a  $\gamma$ -kvantumok viszont a kibocsátás pillanatában „születnek”), aligha várhatjuk, hogy az  $\alpha$ -sugárzás elmélete útmutatást nyújtson az izomerek hosszú élettartamának megértéséhez.

Hosszú felezési időkkel a  $\beta$ -sugárzás esetében is találkozunk. Itt azonban ez nem kivételes, hanem általános jelenség: általában a  $\beta$ -sugárzó magok felezési idejének nagyságrendje nem rövidebb, mint egy másodperc. Ez a tapasztalat arra mutat, hogy a  $\beta$ -sugárzást előidéző kölcsönhatástípus sok nagyságrenddel gyengébb, mint a  $\gamma$ -sugárzásért felelős elektromágneses kölcsönhatás, mely  $10^{-14}$  sec felezési idejű átmeneteket is képes létrehozni. A  $\beta$ - ill. a  $\gamma$ -kölcsönhatás erősségének számszerű jellemzésére álljon itt a következő két tapasztalati adat: Az  $\text{O}^{14} \rightarrow \text{N}^{14} + e^- + \nu$ , összesen 2,3 MeV felszabadulással járó  $\beta^-$ -átmenet 72 sec felezési idővel megy végbe, ugyanakkor az első gerjesztett állapotában levő  $\text{N}^{14}$  mag (melyet  $\text{N}^{14*}$ -gal jelölünk) ugyancsak 2,3 MeV felszabadulással járó  $\text{N}^{14*} \rightarrow \text{N}^{14} + \gamma$  elektromágneses átmenetnek felezési ideje mindössze  $10^{-13}$  sec. A  $\beta$ - ill.  $\gamma$ -kölcsönhatásrelatív erősségét illusztrálja a  $\nu + p \rightarrow n + e^+$  és a  $\gamma + p \rightarrow p + \gamma$  folyamatok hatáskeresztmetszetének összehasonlítása is. Néhány MeV-os antineutrínók, ill.  $\gamma$ -kvantumok használata esetén az első,  $\beta$ -kölcsönhatás útján végbemenő folyamat hatáskeresztmetszete  $10^{-43}$  cm<sup>2</sup>, a  $\gamma$ -szórásé pedig  $10^{-31}$  cm<sup>2</sup> nagyságrendű. Mindkét példánk azt mutatja, hogy a  $\beta$ -kölcsönhatás több mint tíz nagyságrenddel gyengébb a  $\gamma$ -sugárzásért felelős elektromágneses kölcsönhatásnál.

Az elmondottakból láthatjuk, hogy a nagy felezési idejű  $\gamma$ -sugárzó izomerek problémájának megoldásához sem az  $\alpha$ -, sem a  $\beta$ -sugárzók esetében megfigyelt nagy felezési időkkel vont párhuzam nem segít közelebb. Az  $\alpha$ -sugárzás esetében a kibocsátás előtt már kész  $\alpha$ -részecskének a Coulomb-potenciállalon való áthaladására vonatkozó kvantummechanikai törvény, a  $\beta$ -bomlás esetében pedig a  $\beta$ -kölcsönhatás rendkívül gyenge volta szolgáltat magyarázatot a nagy felezési idők fellépésére. Az izomerek ( $\gamma$ -sugárzással szembeni) hosszú élettartamának magyarázatát más utakon kell keresnünk.

Az elektromágneses sugárzás kvantumfizikai törvényeit: a fotonok kibocsátására vonatkozó alapvető törvényszerűségeket az atomsugárzások, az atomszínképek kísérleti kutatása tárta fel előttünk. Noha az atomok sugárzásainak tanulmányozása céljából végzett kísérletekben sohasem figyelték meg, hogy az atom elektronburka — az izomér magokhoz hasonlóan — nagy felezési idővel sugározta volna ki gerjesztési energiáját foton alakjában, mégis: megkíséreljük, hogy összehasonlítást tegyünk a gerjesztett atommagok  $\gamma$ -sugárzása és a gerjesztett atomburok foton-sugár-



zása között, s ezen az úton keressük az izomér magok körében megfigyelt hosszú élettartamok magyarázatát.

Az atomszínképekre vonatkozó laboratóriumi kísérletekben megfigyelt színképvonalak általában olyan kvantumátmenetek során emittálódnak, melyekben az atom  $I$  impulzusmomentumának megváltozása egy:  $|\Delta I| = 1$ . (Itt az impulzusmomentumot annak természetes atomfizikai egysége: a  $2\pi$ -vel osztott Planck-állandó,  $\hbar = h/2\pi$  többszöröseként adjuk meg.) Ezeket a  $|\Delta I| = 1$ -gyel jellemzett kvantumátmeneteket ezért *megengedett* átmeneteknek nevezik; a  $|\Delta I| > 1$  impulzusmomentum-megváltozással járó átmenetek pedig, melyek során megfigyelhető sugárzás nem emittálódik, a *tiltott átmenetek*. A  $|\Delta I| > 1$  átmenetekre vonatkozó tiltás nem teljesen szigorú. Az ilyen átmeneteknek az elmélet alapján számított valószínűsége nem pontosan, hanem csak első közelítésben adódik és az átmenet közel 1 sec-os felezési idővel megy végbe, több milliószor lassabban, mint a megengedett átmenetek! — Normális sűrűségű, edénybe zárt gázzal elvégzett laboratóriumi kísérletekben azért nem lehet megfigyelni az ilyen 1 sec körüli felezési idejű (s a  $|\Delta I| > 2$ -höz tartozó, még lassúbb) átmenetek eredményeképpen kibocsátott sugárzást, mert a gáz-molekulák egymással és az edény falával való gyakori ütközései lehetetlenné teszik az ilyen sugárzásos átmenetek létrejöttét. Ezt könnyű belátni: egy hosszú élettartamú gerjesztett állapotban tartózkodó gázmolekulának sokkal nagyobb esélye van arra, hogy gerjesztési energiáját az egymást szaporán követő ütközések valamelyikében a vele ütköző testnek adja át, minthogy nagy felezési idejű sugárzásos átmenet során foton alakjában sugározza ki azt. Arra, hogy az atomok és molekulák hosszú élettartamú gerjesztett állapotai gerjesztési energiájukat sugárzás útján adják le, csak olyan kivételes esetekben van lehetőség, ha az ütközések nem zavarják meg a sugárzásos átmenetek lefolyását, tehát pl. a földi légkör magas rétegeiben, vagy egyes csillagokban, ahol a sugárzó gáz nincs edénybe zárva és sűrűsége is oly kicsiny, hogy az ütközések igen ritkák. (Megemlítjük, hogy az oxigénnek és a nitrogénnek a csillagok közti ködök színképében első ízben megfigyelt, laboratóriumi kísérletekből nem ismert tiltott színképvonalait először új, a Földön nem ismert elemnek: a *nebulium*-nak tulajdonították. Csak azután ismerték fel a „nebulium-vonalak”-ban a tiltott nitrogén- és oxigén-vonalakat, miután világossá vált, hogy a nebulium semmiképpen sem illeszthető be *Mengyelejev* periódusos rendszerébe.)

Az atommagoknál más viszonyokat találunk, mint az atomoknál. Míg egy (sugárzás kibocsátásával szemben) hosszú élettartamú gerjesztett állapotban tartózkodó atom normális körülmények között az esetek túlnyomó többségében ütközés eredményeképpen hagyja el gerjesztett állapotát, az atommagokra az ütközések hatástalanok maradnak. Egy hosszú élettartamú gerjesztett állapotba jutott atommagot az atomok, ill. molekulák hőmozgásából származó ütközések nem mozgíthatnak ki ezen állapotából, hiszen a magot az elektronburok megóvjá a termikus ütközések zavaró hatásától. Igaz ugyan, hogy az elektronburok jelenléte folytán az atommag hosszú élettartamú gerjesztett állapotát  $\gamma$ -sugárzás mellett egy burok-elektronnak való energiaátadás (belső átalakulás) eredményeképpen is elhagyhatja, a megfigyelés

és az elmélet azonban egybehangzóan azt mutatja, hogy a gerjesztési energia leadásának ez a lehetősége nem akadályozza meg hosszú élettartamú állapotok kialakulását az atommagoknál: ha a mag valamely gerjesztett állapotát csak „tiltott”, tehát nagy felezési idejű elektromágneses sugárzás ( $\gamma$ -sugárzás) kibocsátásával hagyhatja el, úgy általában a belső átalakulás is „tiltott” (pontosabban: lassan végbemenő) folyamat.

Az elmondottakból kibontakozik előttünk az a gondolat, mely lehetővé teszi a hosszú élettartamú gerjesztett (izomér) állapotok kialakulásának megértését az atommagoknál. *C. F. von Weizsäcker* mondotta ki elsőként 1936-ban a feltevést, hogy az izomér magok esetében megfigyelt hosszú élettartamú gerjesztett állapotok olyankor alakulhatnak ki, ha a gerjesztett állapot impulzusmomentuma több egységgel különbözik az alapállapotétól. Az ilyen állapotok közötti átmenet a nagy  $\Delta I$  impulzusmomentum-különbség miatt — az atomszínképeknél bevezetett kifejezéssel élve — *tiltott*; fenti megfontolásaink szerint tehát az átmenet nagy felezési idejű  $\gamma$ -sugárzás kibocsátása vagy belső átalakulás kíséretében mehet végbe.

A következőkben a  $\Delta I$  impulzusmomentum-változás különböző értékeihez tartozó sugárzási folyamatok szemléletes leírására fordítjuk figyelmünket, majd pedig megvizsgáljuk: milyen kísérleti eredmények bizonyítják *Weizsäcker* feltételezésének helyességét?

### Kvantummechanikai rendszerek sugárzásának szemléletes leírása

Mindenekelőtt vizsgáljuk meg az atomspektroszkópiában nagy szerepet játszó „megengedett” sugárzás keletkezésének körülményeit. Ezen sugárzás-típust az jellemzi, hogy a sugárzásra vezető kvantumátmenet során a kibocsátó rendszer (atom, atommag) impulzusmomentuma eggyel változik meg:  $|\Delta I| = 1$ . Az ilyen átmenetek tanulmányozása céljából egyszerű példaként vegyünk szemügyre egy centrális erőterben mozgó részecskét, mely egy  $E_k$  energiájú,  $l_k = 1$  pályaimpulzusmomentumú kezdeti állapotból kiindulva — sugárzás kibocsátása mellett — egy  $E_v$  energiájú,  $l_v = 0$  pályamomentumú végállapotba megy át. Ekkor a kezdeti állapotot leíró sajátfüggvény az  $l_k$  pályamomentum  $m_k$  vetületének három lehetséges értékéhez (1, 0 — 1) tartozó

$$\Psi_{11}(\mathbf{r}, t) = p(r) \frac{\sin \vartheta}{\sqrt{2}} e^{-i\left(\frac{E_k}{\hbar}t - \varphi\right)},$$

$$\Psi_{10}(\mathbf{r}, t) = p(r) \cos \vartheta e^{-i\frac{E_k}{\hbar}t},$$

$$\Psi_{1-1}(\mathbf{r}, t) = p(r) \frac{\sin \vartheta}{\sqrt{2}} e^{-i\left(\frac{E_k}{\hbar}t + \varphi\right)} \quad (1)$$

sajátfüggvények egyike, a végállapotot pedig az  $l_v = 0$  —  $m_v = 0$  értékekhez tartozó

$$\Psi_{00}(\mathbf{r}, t) = s(r) e^{-i\frac{E_v}{\hbar}t} \quad (2)$$

sajátfüggvény írja le.

Az (1—2) sajátfüggvények alakját a következő feltételek határozzák meg. A pályamomentum  $l$  értékével jellemzett részecske  $\Psi_{lm}$  sajátfüggvényének mindenekelőtt ki kell elégítenie az  $L$  impulzusmomentum-operátor



négyszertének sajátértékegyenletét az  $l(l+1)$  sajátérték mellett:

$$L^2 \Psi_{lm} = l(l+1) \Psi_{lm}. \quad (3)$$

Ezenfelül megköveteljük, hogy  $\Psi_{lm}$  az impulzusmomentum  $L_z$  komponensének is sajátfüggvénye legyen az  $m$  sajátérték mellett:

$$L_z \Psi_{lm} = m \Psi_{lm}. \quad (4)$$

Az  $L$  impulzusmomentum-operátor a helyzetvektor  $\mathbf{r}$  és az impulzus  $\mathbf{p} = -i\hbar$  grad operátorának (az egységül választott  $\hbar$ -sal osztott) vektorszorzata alakjában írható fel:

$$\mathbf{L} = -i \mathbf{r} \times \text{grad}; \quad L_z = -i \left( x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right). \quad (5)$$

Ha (1)-ben a  $\vartheta, \varphi$  szögkoordináták helyett bevezetjük a velük  $x \pm iy = r \sin \vartheta e^{\pm i\varphi}$ ,  $z = r \cos \vartheta$  kapcsolatban álló derékszögű koordinátákat, úgy (5)-öt felhasználva könnyen beláthatjuk, hogy az (1–2) függvények — tetszőszerinti  $s(r), p(r)$  mellett — kielégítik a (3–4) sajátértékegyenleteket. [ $s(r)$ -et és  $p(r)$ -et a részecskére ható erőter alakja határozza meg. Egy az origótól mért távolsággal arányos visszatérítő erő hatása alatt ( $\omega$  frekvenciájú harmonikus oszcillátor potenciálvölgyében) mozgó  $M$  tömegű részecske esetében  $s(r) = e^{-M\omega r^2/2\hbar}$ ,  $p(r) = re^{-M\omega r^2/2\hbar}$ .] — A periodikus időtől függő tényező azért lép fel, mert a  $\Psi_{lm}$  függvényeknek az  $i\hbar \partial / \partial t$  energiaoperátor sajátértékegyenletét is ki kell elégíteniük:  $i\hbar \partial \Psi_{lm} / \partial t = E \Psi_{lm}$ . Ez az egyenlet de Broglie alapvető posztulátumát fejezi ki, mely szerint egy  $E$  energiájú részecskéhez mindenkor egy  $E/\hbar$  frekvenciával rezgő anyaghullám tartozik.

A sugárzásos folyamat kezdeti állapotából a végállapotba vezető kvantumátmenet közben a részecskét az (1) alatti sajátfüggvények egyikének és a (2) sajátfüggvénynek — az időtől *lassan* függő  $\sigma, \pi_m$  együtthatókkal képezett —  $\sigma \Psi_{00} + \pi_m \Psi_{1m}$  típusú lineáris kombinációja írja le. Az ilyen superpozícióból abszolútérték-négyzet képzésével származtatott  $\varrho_{\Delta m}(\mathbf{r}, t)$  sűrűségfüggvény a mágneses kvantumszám  $\Delta m = m_k - m_p$  megváltozásának 1, 0, -1 értékei mellett a következő alakú lesz:

$$\varrho_1(\mathbf{r}, t) = |\sigma \Psi_{00} + \pi_1 \Psi_{11}|^2 = \varrho_1^{(0)}(\mathbf{r}) + \varrho_1^{(i)}(\mathbf{r}, t),$$

$$\varrho_0(\mathbf{r}, t) = |\sigma \Psi_{00} + \pi_0 \Psi_{10}|^2 = \varrho_0^{(0)}(\mathbf{r}) + \varrho_0^{(i)}(\mathbf{r}, t),$$

$$\varrho_{-1}(\mathbf{r}, t) = |\sigma \Psi_{00} + \pi_{-1} \Psi_{1-1}|^2 = \varrho_{-1}^{(0)}(\mathbf{r}) + \varrho_{-1}^{(i)}(\mathbf{r}, t).$$

Itt a  $\varrho_{\Delta m}^{(0)}(\mathbf{r})$  függvények az időben (nulladik közelítésben) állandó sűrűségeloszlást írnak le, mely egyszerűen a kezdeti, ill. végállapotként szolgáló stacionárius állapotok sűrűségeloszlásának súlyozott közepelésével adódik:

$$\varrho_{\pm 1}^{(0)} = \sigma^2 s^2(r) + \frac{1}{2} \pi_{\pm 1}^2 p^2(r) \sin^2 \vartheta,$$

$$\varrho_0^{(0)} = \sigma^2 s^2(r) + \pi_0^2 p^2(r) \cos^2 \vartheta; \quad (6)$$

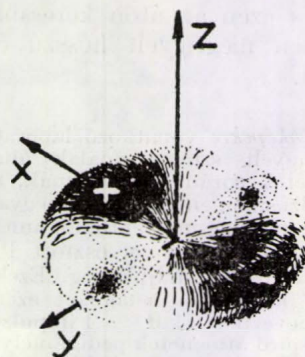
az interferenciatermek pedig az időtől periodikusan függő sűrűségeloszlást írnak le:

$$\varrho_{\pm 1}^{(i)} = \sqrt{2} \sigma \pi_{\pm 1} s(r) p(r) \sin \vartheta \cos(\omega t \pm \varphi), \quad (7)$$

$$\varrho_0^{(i)} = 2 \sigma \pi_0 s(r) p(r) \cos \vartheta \cos \omega t.$$

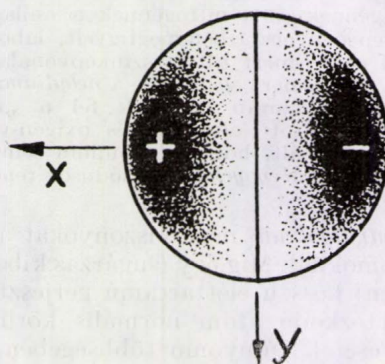
Itt feltételeztük, hogy a  $\sigma, \pi_m$  együtthatók, valamint az  $s(r), p(r)$  radiális függvények valósak;  $\omega$  a  $k \rightarrow v$  kvantumátmenethez tartozó Bohr-féle frekvencia:  $\omega = (E_k - E_p)/\hbar$ . A (6) alatti időtől független  $\varrho_{\Delta m}^{(0)}$  sűrűségfüggvények természetesen nem szolgáltatnak járulékot a rendszer által kibocsátott sugárzáshoz; sugárzás kizárólag a (7) alatti időtől függő interferencia-tagoktól, vagy — ahogy még nevezik — *vegyes sűrűségektől* származik.

A vegyes sűrűségeknek, a kvantumátmenet során keletkező sugárzás forrásainak alakját (7)-ből kiolvashatjuk.  $\Delta m = \pm 1$  esetén a vegyes sűrűség a  $(\vartheta = \pi/2$ -nél



1. ábra. A (7) alatt megadott,  $\Delta m = \pm 1$ -hez tartozó  $\varrho_{\pm 1}^{(i)}$  sűrűség kvalitatív képe a  $t = 0$  pillanatban: *dipólus*. Az idő múlásával a töltéseloszlás  $\Delta m = \pm 1$  esetén  $\pm \omega$  szögsebességű forgást végez a  $z$ -tengely körül. (Itt és a következő ábrákon a megfelelő sűrűségfüggvényeket a jobb áttekinthetőség kedvéért torzítva ill. sematikusan ábrázoltuk. Ezen az ábrán, mely elsősorban az előjelviszonyokat kívánja szemléltetni, a töltés jobban tömörül az  $(x, y)$  sík mentén, mint a valóságban.)

maximális)  $\sin \vartheta$  tényező jelenléte folytán a  $\varphi$  azimut-szög rögzített értéke mellett az  $(x, y)$  síkban veszi fel (abszolútértékben) legnagyobb értékeit: a sűrűségeloszlás tehát az  $(x, y)$  sík mentén koncentrálódik, amint azt (kvalitatíve) az 1. ábra mutatja. A  $\varphi$  azimutszögtől való függés a  $t$  idő különböző értékei mellett más és más; a  $t = 0$  pillanatban a sűrűség  $\varphi$ -tól a  $\cos \varphi$  alakban függ: a  $\varphi = \pm \pi/2$  sík mentén eltűnik, a  $-\pi/2 < \varphi < \pi/2$  térfélben pozitív, a  $\pi/2 < \varphi < 3\pi/2$  térfélben pedig negatív, legnagyobb pozitív értékét a  $+x$  tengely mentén, (abszolútértékben) legnagyobb negatív értékét pedig a  $-x$  tengely mentén veszi fel. A  $t = 0$  pillanatban uralkodó sűrűségeloszlás  $(x, y)$  síkra vetett vetületének előjelviszonyairól a 2. ábra ad kvalitatív képet. 1–2. ábráinkról láthatjuk, hogy a  $\Delta m = \pm 1$ -gyel jellemzett átmenethez tartozó sűrűségeloszlás egy klasszikus dipólus vonásaival rendelkezik.  $\varrho_{\pm 1}^{(i)}$  (7) alatti kifejezésének időfüggése azt eredményezi, hogy a dipóljellegű sűrűségeloszlás az idő múlásával  $\pm \omega$  szögsebességgel forgó-



2. ábra. Itt az 1. ábrán térben ábrázolt töltéseloszlás  $(x, y)$  síkbeli előjelviszonyait mutatjuk be a  $t = 0$  pillanatban: *dipólus*

mozgást végez a  $z$ -tengely körül. —  $\Delta m = 0$  esetén a vegyes sűrűség, amint az (7)-ből kiolvasható — a  $z$ -tengely mentén maximális abszolútértékű  $\cos \vartheta$  tényező jelenléte folytán a  $z$ -tengely köré koncentrálódik. A  $t = 0$  pillanatban a  $0 < \vartheta < \pi/2$  féltérben a vegyes sűrűség pozitív, a  $\pi/2 < \vartheta < \pi$  féltérben pedig negatív: a sűrűségeloszlás kvalitatív képe tehát egy a  $z$ -tengellyel párhuzamos állású dipólust mutat (3. ábra). Az idő múlásával a dipól nagysága és előjele a  $\cos \omega t$  időtől függő tényező által megadott módon változik; a sugárzást



kibocsátó töltéseloszlás most tehát egy lineáris oszcillátor (egyenes sugárzó antenna) vonásait mutatja. — A sugárzást kibocsátó sűrűségeloszlás e szemléletes tárgyalása alapján érthető, hogy a kvantummechanikai rendszerek  $|\Delta l| = 1$  impulzusmomentum-változással járó átmeneteiben kibocsátott sugárzást *dipól-sugárzás*nak nevezik. (A kvantummechanikai dipól-sugárzás korrespondencia-szerű kapcsolatban áll egy klasszikus dipólus sugárzási terével: a kvantummechanikai dipól-sugárzásnál a klasszikus dipól-sugárzásával azonos irányeloszlást és polarizációs viszonyokat találunk.)



3. ábra. Ez a (7) alatt megadott,  $\Delta m = 0$ -hoz tartozó  $\rho_0^{(i)}$  sűrűség kvalitatív képe a  $t = 0$  pillanatban: *dipólus*. Az időben e töltéseloszlás (nagyságra és előjelre nézve) a  $\cos \omega t$  tényező által előírt módon változik

Az izoméria jelenségének értelmezésével kapcsolatban fontos szerepet játszó „tiltott” átmenetek közül először a  $|\Delta l| = 2$  esetet vesszük szemügyre. Példaként a centrális erőterben mozgó részecskének az  $E_k$  energiájú és  $l_k = 2$  pályamomentumú kezdeti állapotból a (2) sajátfüggvénnyel leírt végállapotba vezető átmenetét vizsgáljuk meg. A kezdeti állapotban az  $m_k$  mágneses kvantumszám számára öt érték lehetséges:  $m_k = 2, 1, 0, -1, -2$ . Ezek közül helymegtakarítás céljából csak az  $m_k = 2$  esettel foglalkozunk; a jelenség szemléletes képének kialakítására ez is elegendőnek bizonyul. A megfelelő sajátfüggvény a (3–4) sajátértékegyenletek  $l = m = 2$  mellett adódó megoldása:

$$\Psi_{22}(\mathbf{r}, t) = d(r) \sin^2 \vartheta e^{-i \left( \frac{E_k}{\hbar} t - 2\varphi \right)} \quad (8)$$

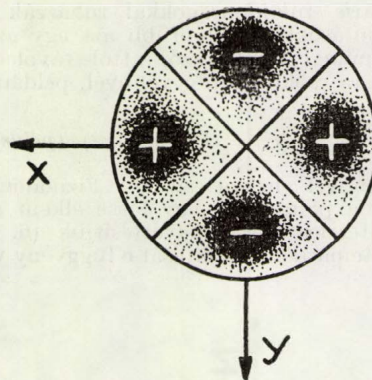
A rendszert a sugárzási folyamat közben leíró állapotfüggvényt (2) és (8) lineáris kombinációja alakjában állíthatjuk elő. E lineáris kombináció abszolútérték-négyzetét képezve a következő sűrűségfüggvényt kapjuk eredményül:

$$\rho(\mathbf{r}, t) = |\sigma \Psi_{00} + \delta \Psi_{22}|^2 = \rho^{(0)}(\mathbf{r}) + \rho^{(i)}(\mathbf{r}, t),$$

ahol  $\rho^{(0)}(\mathbf{r})$  ismét időtől független sűrűségfüggvény, a periodikus időfüggést mutató  $\rho^{(i)}(\mathbf{r}, t)$  vegyes sűrűség pedig a következő alakú:

$$\rho^{(i)}(\mathbf{r}, t) = 2 \sigma \delta s(r) d(r) \sin^2 \vartheta \cos(\omega t - 2\varphi). \quad (9)$$

Ez a sűrűségfüggvény a  $\sin^2 \vartheta$  tényező jelenléte folytán — még erősebben, mint az 1. ábrán szemléltetett, (7) alatti  $\rho_{\pm 1}^{(i)}$  sűrűség — az  $(x, y)$  sík mentén koncentrálódik. (9)-nek az  $(x, y)$  síkban mért azimutstól való függetlenségét, nevezetesen pedig az előjelviszonyokat a 4. ábra mutatja. Látható, hogy a (9) alatti vegyes sűrűség olyan töltéseloszlást ír le, melyet két ellentétes irányítású dipólból felépülő rendszerhez hasonlíthatunk. Az  $\omega$  frekvenciájú, periodikus időtől függő tényező ismét a sűrűségeloszlás forgását eredményezi. A 4. ábrán szemléltetett, két dipólusból összetevődő alakzatot *kvadrupólus*nak nevezik. — A  $|\Delta l| = 2$  impulzusmomentum-változással járó átmenetekben a sugárzást kibocsátó forrás mindenkor kvadrupól-jellegű; az ilyen átmenetekben kibocsá-



4. ábra. A (9) alatt megadott  $\rho^{(i)}$  töltéseloszlás  $(x, y)$  síkbeli előjelviszonyai a  $t = 0$  pillanatban: *kvadrupólus*

tott sugárzást ennek megfelelően *kvadrupól-sugárzás*nak nevezik.

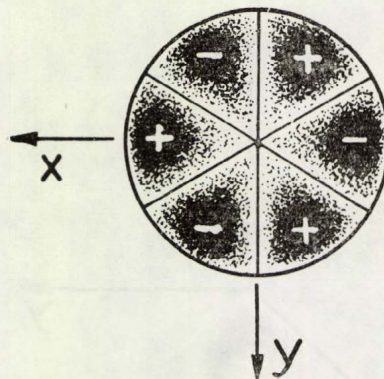
Vizsgáljuk meg még a  $|\Delta l| = 3$  esetet is. Példaként most az  $l_k = m_k = 3$ -mal jellemzett, s a

$$\Psi_{33}(\mathbf{r}, t) = f(r) \sin^3 \vartheta e^{-i \left( \frac{E_k}{\hbar} t - 3\varphi \right)} \quad (10)$$

sajátfüggvénnyel leírt állapotból a (2) állapotba vezető átmenetet vesszük szemügyre. A (2) és (10) lineáris kombinációjából abszolútérték-négyzet képzésével adódó sűrűségfüggvény második tagja, a periodikus időfüggést mutató vegyes sűrűség most a következő alakú:

$$\rho^{(i)}(\mathbf{r}, t) = 3 \sigma \varphi s(r) f(r) \sin^3 \vartheta \cos(\omega t - 3\varphi). \quad (11)$$

A kapott sűrűség ismét — még erősebben mint (9) — az  $(x, y)$  sík mentén koncentrálódik; az  $(x, y)$  síkbeli előjelviszonyokat 5. ábrán mutatja. Amint látjuk, a



5. ábra. A (11) alatt megadott  $\rho^{(i)}$  töltéseloszlás  $(x, y)$  síkbeli előjelviszonyai a  $t = 0$  pillanatban: (irreducibilis) *oktupólus*

töltéseloszlás *hat* váltakozó előjelű töltéstömörülésből áll; ennek ellenére érdekes módon a 5. ábrán szemléltetett eloszlást nem hatpólusnak, hanem nyolcpólusnak, *oktupólus*nak nevezik.

\*

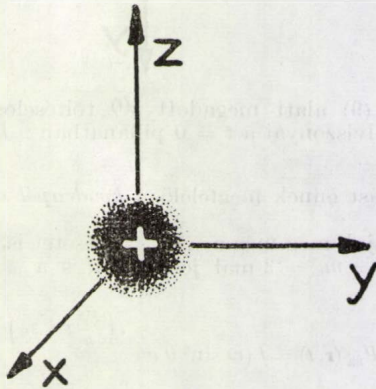
A következőkben röviden megkíséreljük megvilágítani ezen elnevezés hátterét. — Egy (az origóban elhelyezett) elektromos *pólus* (ponttöltés) sűrűségeloszlását szigorúan véve a Dirac-féle  $\delta$ -függvénnyel állíthatjuk elő. A  $\delta$ -függvény — definíciója értelmében — az origó kivételével mindenütt zérus:  $\delta(\mathbf{r}) = 0$ , ha  $\mathbf{r} \neq 0$ ; ugyanakkor az egész térre vett integrálja egyet kell, hogy adjon:  $\int \delta(\mathbf{r}) d\mathbf{v} = 1$ . E követelmények a  $\delta$ -függvényt



igen szinguláris tulajdonságokkal ruházzák fel, ezért konkrét számításokban célszerűbb azt egy az origóban éles maximummal rendelkező, attól távolodva pedig gyorsan zérusra csökkenő függvénnyel, például az

$$e^{-r^2/2a^2} \quad (r^2 = x^2 + y^2 + z^2) \quad (\text{pólus}) \quad (12)$$

Gauss-függvénnyel helyettesíteni. Fizikailag ez azt jelenti, hogy a ponttöltést egy kissé elkent gömbszimmetrikus töltéseloszlással helyettesítjük (6. ábra). — A *dipólus* matematikai előállítását e függvény valamelyik

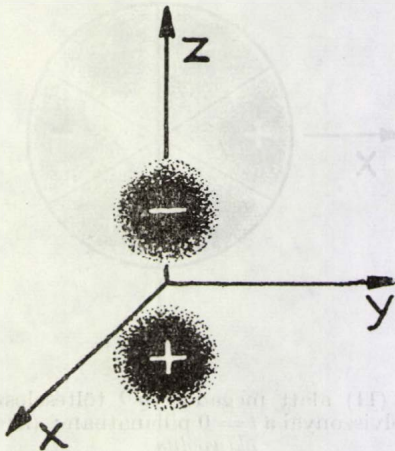


6. ábra. A (12) függvénnyel leírt pólus kvalitatív képe

változója, pl.  $z$  koordináta szerinti differenciálása útján kapjuk meg:

$$\frac{\partial}{\partial z} e^{-r^2/2a^2} = -\left(\frac{z}{a^2}\right) e^{-r^2/2a^2} \quad (\text{dipólus}). \quad (13)$$

A (13) által leírt töltéseloszlást a 7. ábra mutatja; e függvény valóban dipólt ír le. Differenciáljuk most a (13)



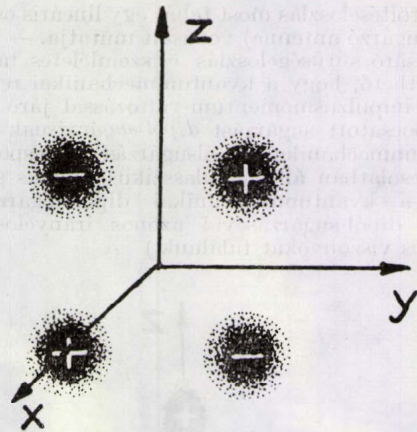
7. ábra. A (13) függvénnyel leírt dipólus kvalitatív képe

függvényt még egyszer; vizsgáljuk meg pl., hogy milyen töltéseloszlást ír le a

$$\frac{\partial^2}{\partial y \partial z} e^{-r^2/2a^2} = \left(\frac{y z}{a^4}\right) e^{-r^2/2a^2} \quad (\text{kvadrupólus}) \quad (14)$$

derivált. 8. ábránk amely a (14) eloszlást szemlélteti, egy *kvadrupólust* mutat. — Az újabb differenciálás eredményeként adódó

$$\frac{\partial^3}{\partial x \partial y \partial z} e^{-r^2/2a^2} = -\left(\frac{x y z}{a^6}\right) e^{-r^2/2a^2} \quad (\text{oktupólus}) \quad (15)$$

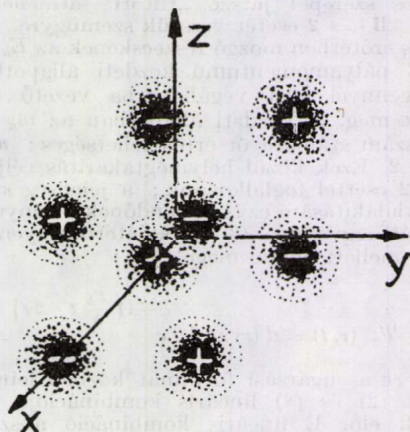


8. ábra. A (14) függvénnyel leírt kvadrupólus kvalitatív képe

sűrűségfüggvény a különböző tényolcadokban szabályosan változó előjelű szélsőértékeket vesz fel, s így, mint azt 9. ábránkból láthatjuk *nyolc* ponttöltésből felépített rendszer képét mutatja. Indokolt tehát e töltéseloszlásra az *oktupólus* elnevezést bevezetni.

\*

Fenti példáink azt mutatják, hogy a töltéseloszlás „pólusai”-nak számát minden egyes differenciálás megkészszerzi. Ennek alapján a *multipólusok* általános definícióját a következő alakban mondjuk ki: *Valamely*



9. ábra. A (15) függvénnyel leírt (reducibilis) oktupólus kvalitatív képe

*gömbszimmetrikus függvény bármely  $J$ -edik parciális deriváltja által leírt töltéseloszlást  $2^J$ -pólusnak nevezzük.* [Esetünkben a kiindulásként választott gömbszimmetrikus függvény a Dirac- $\delta$ , ill. az azt helyettesítő (12) Gauss-függvény volt.]

\*

Az ily módon definiált multipólusok *reducibilisak* abban az értelemben, hogy belőlük alkalmas lineáris kombinációt képezve alacsonyabbrendű multipólusokat állíthatunk elő. Pl. a  $\Delta e^{-r^2/2a^2}$  kifejezés (itt  $\Delta$  a Laplace-operátor), mely három kvadrupólus összege, már nem mutatja kvadrupólusra jellemző anizotrópiát: gömbszimmetrikus (pólusjellegű) töltéseloszlást ír le. Ahhoz, hogy a multipólusok ilyen reducibilitását megszüntessük, a reducibilis  $2^J$ -pólust leíró deriváltakból [melyek száma — mint könnyen megállapítható —  $(l+1)(l+2)/2$ ] képeznünk kell azokat a lineáris kombinációkat, amelyek már nem redukálhatók tovább. Az ilyen kombinációkat nevezzük *irreducibilis  $2^J$ -pólusnak*. Ezek száma



$2l + 1$ -nek bizonyul, s a részletes vizsgálat azt mutatja, hogy ezek pontosan úgy függnek a szögkoordinátáktól, mint az  $l$  és  $0$  pályamomentumú állapotok közötti átmenetekhez tartozó vegyes sűrűségek. — Konkrét példaként vegyük szemügyre az  $(r/a^2)^3 \sin^3 \vartheta \cos 3\varphi e^{-r^2/2a^2}$  függvényt, mely ugyanúgy függ a szögektől, mint az  $(l = 3) \rightarrow (l = 0)$  átmenetekhez tartozó, (11) alatti vegyes sűrűség  $t = 0$ -beli alakja. Könnyű meggyőződni arról, hogy e függvényt elő lehet állítani *reducibilis* oktopólusok lineáris kombinációja alakjában:

$$\begin{aligned} \left(\frac{r}{a^2}\right)^3 \sin^3 \vartheta \cos 3\varphi e^{-r^2/2a^2} &= \\ &= \frac{x}{a^2} \left[ \left(\frac{x}{a^2}\right)^2 - 3 \left(\frac{y}{a^2}\right)^2 \right] e^{-r^2/2a^2} = \\ &= -\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} - 3 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) e^{-r^2/2a^2}. \end{aligned} \quad (16)$$

A (11) vegyes sűrűséget éppen ezért nevezik *oktopólusnak*: a vele szögfüggés tekintetében azonosan viselkedő (16) kifejezés *reducibilis oktopólusok* lineáris kombinációja.

\*

A fentiekben konkrét sugárzásos átmenetek vizsgálata során arra a megállapításra jutottunk, hogy ha a sugárzó rendszer impulzusmomentumának megváltozása  $|\Delta I| = 1, 2, 3$ , úgy a sugárzást rendre dipólus, kvadrupólus alakú töltéeloszlás emittálja. Ez a kapcsolat  $|\Delta I|$  és a sugárzó töltéeloszlás multipóljellege között egészen általános: *Ha valamely kvantummechanikai rendszer impulzusmomentuma  $|\Delta I| = J$ -vel változik meg egy sugárzásos átmenet során, úgy a sugárzást kibocsátó töltéeloszlás egy az időtől periodikusan függő  $2^J$ -pólus.*

Mint hogy az impulzusmomentum megmaradásának tétele értelmében a sugárzó rendszer impulzusmomentum-változása meg kell, hogy egyezzen a kisugárzott foton impulzusmomentumával, eredményünk így is megfogalmazható: Valamely sugárzási folyamatban a kibocsátott foton impulzusmomentuma és a sugárzó töltéeloszlás multipól-jellege között kapcsolat áll fenn:  *$J$  impulzusmomentumú foton mindenkor  $2^J$ -pól-átmenet során keletkezik.*

*Multipól-sugárzás kibocsátásának valószínűsége* (Izomérek élettartamának elméleti meghatározása)

Miután a kvantummechanikai rendszerek elektromágneses sugárzásának (speciálisan az atommag  $\gamma$ -sugárzásának) keletkezéséről szemléletes képet alkottunk magunknak, most vizsgáljuk meg: milyen értéket szolgáltat az elmélet egy  $2^J$ -pól-átmenet (egy  $J$  impulzusmomentumú foton kibocsátása) valószínűségére? Képes-e a sugárzás-elmélet arra, hogy számot adjon az izomér magok esetében megfigyelt élettartamok 22 nagyságrendet átfogó tartományban való változásáról?

A  $J = 1$  impulzusmomentumú fotonok kibocsátásának (vagyis: a dipól-sugárzás) valószínűségét a sugárzási teljesítmény jól ismert klasszikus elektrodinamikai képletéből kiindulva határozhatjuk meg. A klasszikus elektrodinamika (a kvantumelektrodinamikában is azonos alakban érvényes) képlete szerint egy  $+e$  és  $-e$  töltésből felépített,  $R$  amplitúdójú,  $\omega$  frekvenciájú rezgő dipólus egy másodperc alatt

$$W = \frac{e^2}{3c^3} \omega^4 R^2 \quad (17)$$

energiát sugároz ki. Ha az 1 sec alatt kibocsátott,  $W$  energiát elosztjuk egy foton  $\hbar\omega$  energiájával,

megkapjuk a foton kibocsátásának 1 sec-ra eső  $w_1$  valószínűségét:

$$w_1 = \frac{W}{\hbar\omega} = \frac{1}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \left( \frac{\omega R}{c} \right)^2 \omega. \quad (18)$$

Alkalmazzuk (17) képletünket egy  $\hbar\omega = 600 \text{ keV} \approx 10^{-6} \text{ erg}$  energiájú  $\gamma$ -átmenet esetére; ekkor a frekvencia  $\omega \approx 10^{21} \text{ sec}^{-1}$ .  $R$ -et becslésképpen a magsugárral vesszük egyenlőnek:  $R = 1,2 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3} \text{ cm}$ . Ha  $A$ -t 125-nek választjuk,  $R$ -re  $6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$  adódik. Az  $R$  sugár és a  $\lambda = c/\omega$  (redukált) hullámhossz viszonya ekkor  $R/\lambda = \omega R/c \approx 2 \cdot 10^{-2} = 1/50$ . Felhasználva az  $e^2/\hbar c$  finomszerkezet-állandó  $1/137$  értékét, a  $w_1$  emissziós vagy átmeneti valószínűség esetünkben a

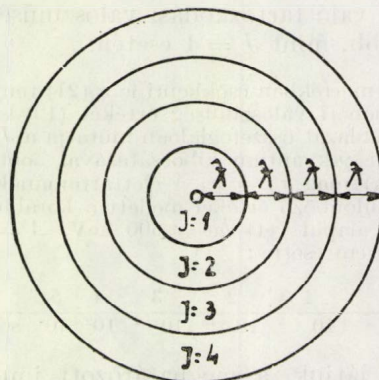
$$w_1 = \frac{(2 \cdot 10^{-2})^2}{3 \cdot 137} \cdot 10^{21} \text{ sec}^{-1} \approx 10^{15} \text{ sec}^{-1} \quad (19)$$

érték adódik. A gerjesztett állapot  $\tau_1$  átlagos élettartamára — mely a  $w_1$  átmeneti valószínűség reciproka — tehát a

$$\tau_1 = \frac{1}{w_1} \approx 10^{-15} \text{ sec} \quad (20)$$

értéket kapjuk.

A  $J > 1$  impulzusmomentumú fotonok emissziós valószínűségének megbecslése céljából egy durván leegyszerűsített képből indulunk ki: a foton egy a klasszikus mechanikának engedelmessé tömegponthoz hasonlítjuk, mely egyszerre impulzusmomentumának ( $J$ ), impulzusának ( $p = \hbar/\lambda$ ), valamint helykoordinátájának meghatározott értékével jellemezhető. Ha  $r$  jelenti a foton (egyenes vonalú) pályájának a mag középpontjától mért merőleges távolságát, úgy  $J$ ,  $r$ , valamint  $p$  ill.  $\lambda$  között a  $J = rp/\hbar = r/\lambda$  kapcsolat írható fel. Innen kiolvashatjuk, hogy egy  $J$  impulzusmomentumú,  $\lambda$  hullámhosszúságú foton „pályája” a mag középpontjától  $r = J\lambda$  távolságra halad el. A foton hullámtermészete a valóságban lehetlenné teszi, hogy a fotonnak (a klasszikus mechanika szellemében) meghatározott pályát tulajdonítsunk, hiszen egy  $\lambda$  hullámhosszúságú hullám  $\lambda$ -nál kisebb kiterjedésű térrészre természetesen nem szorítható össze. A valósághoz közelebb álló képet a következőképpen alakíthatunk ki: A foton mozgásirányára merőleges síkban a mag középpontja mint centrum köré rajzoljunk körö-



10. ábra. A  $J$  impulzusmomentumú fotonok mozgásukat jó közelítésben a mag köré rajzolt  $\lambda$  vastagságú, körgyűrű-keresztmetszetű zónák közül a  $J$ -edikben végzik. A  $J$  impulzusmomentumú fotonhoz tartozó elektromágneses hullámter amplitúdója a  $J$ -edik zónában maximális, attól távolodva gyorsan csökken



ket rendre  $r = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$  sugárral (10. ábra). A foton hullámtermészetéből következő  $\lambda$  nagyságrendű helybizonytalanságot tekintetbe véve ésszerű feltételezni, hogy az ábra síkjára merőlegesen haladó  $J$  impulzusmomentumú fotonok az így kialakult  $\lambda$  vastagságú, körgyűrű-keresztmetszetű zónák közül éppen a  $J$ -edikben végzik mozgásukat. (E kép helyességét alátámasztja az is, hogy  $J$  impulzusmomentumú fotonhoz tartozó hullámtér vektorpotenciálja legjelentősebb értékeit ebben a tartományban veszi fel.) — Hasonlítsuk össze most a sugárzó atommag kiterjedését jellemző  $R$  magsugarat a zónák vastagságát megadó  $\lambda$  hullámhosszal. Apróbetűs számpéldánkban  $\lambda$  a magsugár ötvenszerese volt; az atommagok kis energiájú átmeneteiben  $\lambda$  általában két, de legalább egy nagyságrenddel felülmúlja  $R$ -et. 10. ábránkon az atommag tehát csupán egy parányi gömb a  $J = 1$ -es zóna középpontjában, a  $J > 1$ -es zónákkal közös része egyáltalán nincsen. E szerint, ha szemléletes képünk, melynek értelmében a  $J$  impulzusmomentumú fotonok mindenkori a  $J$ -edik zónában haladnak, szigorúan érvényes volna, úgy a magból kizárólag  $J = 1$  impulzusmomentumú fotonok repülhetnének ki (vagyis: csak a dipól-sugárzás volna megengedve). Tudnunk kell azonban, hogy a foton hullámtermészete a fotonnak nem csak a  $\lambda$  vastagságú zónákon belül való elkentségét vonja maga után, hanem abban is megnyilvánul, hogy a fotonhoz tartozó elektromágneses hullámtér — gyorsan csökkenő amplitúdóval — átnyúlik a többi zónába is, s még a mag belsejében is zérustól különböző — bár igen kicsiny — értéket vesz fel. Ily módon lehetőség van arra, hogy a magból  $J > 1$  impulzusmomentumú fotonok is kirepüljenek, mindenesetre lényegesen kisebb valószínűséggel, mint  $J = 1$  esetén. A  $J > 1$ -gyel jellemzett sugárzás kibocsátásának  $w_J$  valószínűségét az elmélet szerint a

$$\frac{J+1}{2^{2J} J} \frac{18}{[1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2J+1)]^2} \left( \frac{\omega R}{c} \right)^{2(J-1)} \quad (21)$$

tényezővel való szorzás útján kapjuk a (17) valószínűségből. E tényező éppen azt juttatja kifejezésre, hogy a  $J > 1$  esetben a fotonnak a mag belsejében való tartózkodási valószínűsége lényegesen kisebb, mint  $J = 1$  esetén.

Milyen mértékben csökkenti le a (21) tényező jelenléte az átmeneti valószínűség értékét (19)-hez képest? Az alábbi táblázat összefoglalóan mutatja a  $J$  impulzusmomentumú  $\gamma$ -kvantum kibocsátásával bomló gerjesztett (izomér) mag  $\tau_J = w_J^{-1}$  élettartamának nagyságrendjét  $J$  különböző értékei mellett a korábbi számpéldánkban is alapul vett  $\hbar\omega = 600$  keV,  $A = 125$ ,  $R = 6 \cdot 10^{-13}$  cm esetre:

$J =$		1		2		3		4		5		
$\tau_J \sim$		$10^{-15}$		$10^{-10}$		$10^{-4}$		$10^2$		$10^8$		sec

(22)

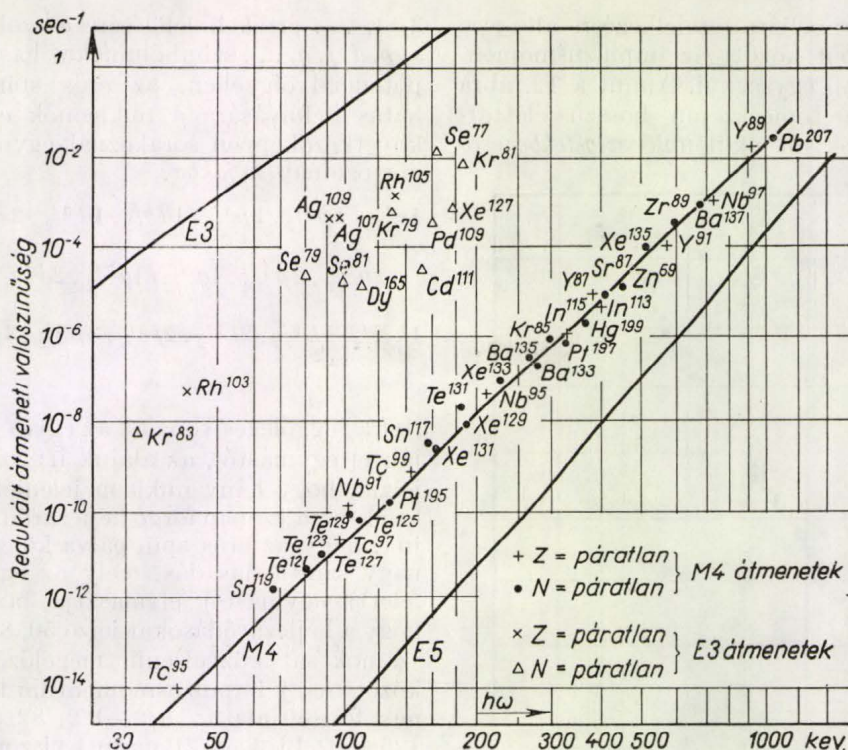
Amint látjuk, a meghatározott impulzusmomentumú foton kibocsátásával járó *multipól-átmenetekre* kapott élettartamok  $J$  impulzusmomentum (vagy, ahogy még nevezzük: *multipól-rend*) növekedtével gyorsan növekszenek. Míg a dipól-átmenet esetében az élettartam  $10^{-15}$  sec

körüli érték a  $2^5$ -pól-átmeneteknél több éves élettartamok is felléphetnek. *Weizsäcker* feltételezése tehát, mely az izomér magoknál fellépő hosszú élettartamokat az átmenet során bekövetkező nagy impulzusmomentum-változásra kívánta visszavezetni, alkalmasnak bizonyult arra, hogy számot adjon az izomérknél megfigyelt,  $10^{-14}$  sec és néhány év határok közé eső élettartamokról. — Megjegyezzük, hogy a (22) táblázatban megadott értékektől több nagyságrendnyi eltérés lehetséges. Ennek oka a (18), (21) kifejezések energia- és tömegszám-függése, ezenkívül oka lehet az is, hogy a sugárzást nem a mag egyetlen protonja bocsátja ki, (amint azt eddig hallgatólag feltételeztük), hanem az a sok proton részvételével végbe-menő *kollektív* átmenet során emittálódik.

*Weizsäcker* azzal, hogy kapcsolatot ismert fel az izomérek élettartama és a kibocsátott  $\gamma$ -kvantumok impulzusmomentuma között hatékony eszközt adott a magspektroszkópusok kezébe a magszerkezet kutatására, nevezetesen pedig a gerjesztett magállapotok impulzusmomentumának meghatározására. Ez annál értékesebb, minthogy a gerjesztett magok impulzusmomentumának meghatározására a megszokott módszerek (a hiperfinomszerkezet és a molekulaszínképek vizsgálata) nem alkalmazható. A rövid élettartamú izomérek esetében a rendelkezésre álló idő rövidsége a gátló körülmény; de még az elég hosszú élettartamú gerjesztett állapotok esetében is akadályt jelent az, hogy mind magreakció, mind pedig közvetlen gerjesztés útján csak igen kis számú atommag hozható gerjesztett állapotba, s így a megfigyelést intenzitásokok hiúsítják meg.

Küszöböljük ki most mindenekelőtt a  $w_J$  átmeneti valószínűség (18), (21) alapján adódó kifejezéséből az  $A$  tömegszámától való függést, mely abban az  $R = r_0 A^{1/3}$  magsugár jelenléte folytán lép fel. Ha  $w_J$ -t — célszerűen — megszorozzuk  $(100/A)^{2/3}$ -nal, a kapott  $\bar{w}_J = (100/A)^{2/3} w_J$  *redukált átmeneti valószínűség* már a tömegszámtól független, univerzális függvénye lesz a  $\hbar\omega$   $\gamma$ -energiának, paraméterként pedig tartalmazni fogja a  $\gamma$ -kvantum  $J$  impulzusmomentumát. Ha a  $\bar{w}_J$  redukált átmeneti valószínűség *logaritmusát* a  $\hbar\omega$  energia *logaritmus* függvényében ábrázoljuk,  $J$  különböző értékei mellett egy-egy egyenest kapunk. A  $J = 3, 4, 5$ -höz tartozó egyeneseket 11. ábránk mutatja. [A  $J$  értéke mellett látható  $E$ , ill.  $M$  jelzés azt jelzi, hogy a szóban forgó sugárzást elektromos vagy mágneses  $2^J$ -pólus bocsátotta-e ki. A (18), (21) képletek elektromos multipól-sugárzás esetére vonatkoznak; a mágneses multipól-átmenetekre nagymértékben hasonló képlet vezethető le.] Amint az ábrából látható a (páratlan tömegszámú magok esetére kapott) mérési eredmények jól elkülönülő csoportokba tömörülnek. Különösen a  $J = 4$ -es (mágneses típusú) átmenetek esetében követik a kísérleti pontok szorosan az elméleti úton kapott egyenest. Ha valamely  $\gamma$ -átmenet esetére az átmeneti valószínűség és az energia megfigyelt értékeihez tartozó pontot berajzoljuk ábránkba s megállapítjuk, hogy az  $J$ -nek mely értékével jellemzett egyeneshez esik leg-





11. ábra. Az egyenesek a  $J$  impulzusmomentumú fotonok kibocsátására vezető átmenetek redukált átmeneti valószínűsége és a  $h\omega$  fotonenergia között elméleti úton megállapított összefüggést ábrázolják. Összehasonlítóképpen feltüntetjük a (páratlan tömegszámú magokra kapott) mérési eredményeket

közelebb, úgy nagy biztonsággal következtethetünk a kibocsátott  $\gamma$ -kvantum impulzusmomentumának  $J$  értékére. A  $\gamma$ -kvantum impulzusmomentumának  $\mathbf{J}$  vektora az impulzusmomentum megmaradásának tétele értelmében a mag kezdeti és végállapota impulzusmomentumának különbségével egyenlő:  $\mathbf{J} = \mathbf{I}_k - \mathbf{I}_v$ . E vektoregyenletből  $|\mathbf{J}| = J$ -re az

$$|I_k - I_v| \leq J \leq I_k + I_v \quad (23)$$

háromszög-egyenlőtlenség fennállása következik. Ez az egyenlőtlenség általában nem határozza meg egyértelműen a  $J$  multipólrendet. Minthogy azonban (22) szerint a  $w_J = \tau_J^{-1}$  átmeneti valószínűség,  $J$  növekedtével gyorsan csökken, igen sok esetben feltételezhető, hogy megfigyelhető intenzitással csak a (23) által megengedett legkisebb  $J$  értékhez: a  $J_{\min} = |I_k - I_v|$ -hez tartozó multipól-átmenet megy végbe. A multipól-sugárzás valószínűsége és energiája között elméleti úton meghatározott összefüggés tehát lehetővé teszi  $|I_k - I_v|$  meghatározását a mért adatokból, amiből pedig  $I_k$  és  $I_v$  egyikét ismerve ezen impulzusmomentumkvantumszámok másikára következtethetünk.

Arra is van mód, hogy *Weizsäcker* feltételezését, mely szerint a hosszú élettartamú izomerek  $\gamma$ -sugárzása mindenkor nagy impulzusmomentumú  $\gamma$ -kvantumok kibocsátásával jár, más, az előzőtől független módszerekkel igazoljuk. Az egyik módszer a *belső átalakulási együtthatók* mérésén alapszik. Ha az atommag valamely gerjesztett állapota  $\gamma$ -kvantum kibocsátása útján  $w_+$  belső átalakulás útján pedig  $w_e$  valószínűséggel bomlik, úgy *belső átalakulási együtthatónak* az  $a = w_e/w_+$  viszonyt

nevezik. Az elmélet lehetővé teszi  $a$  nagy pontosságú meghatározását, mint az energia és a multipól-rend függvényét. Ha tehát  $a$  kísérleti értékét összevetjük az elméleti értékeket magába foglaló táblázat adataival, úgy  $J$ -t nagy biztonsággal meghatározhatjuk.

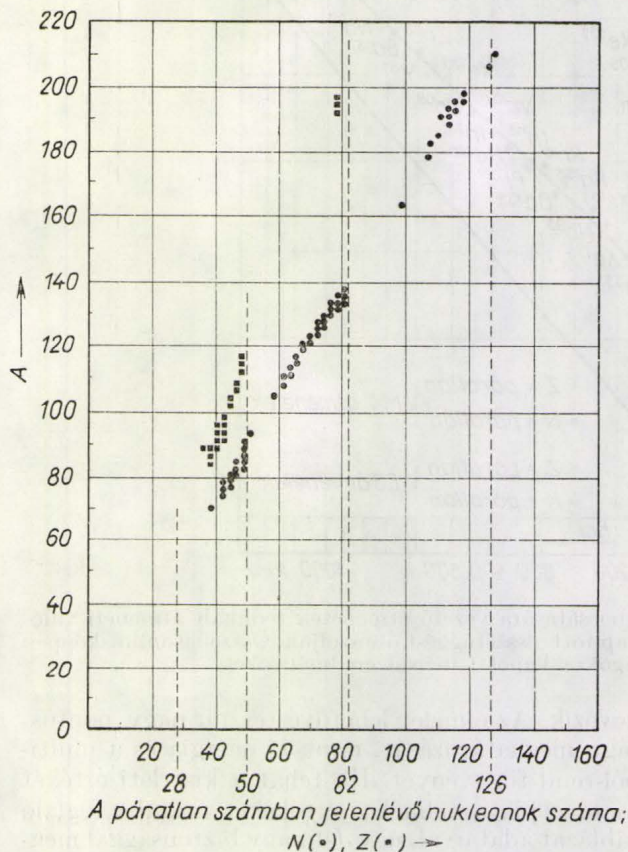
Ha valamely gerjesztett állapotból az atommag nem egyetlen, hanem (egy közbenső állapoton keresztül) két egymást követő (kaskádyszerű)  $\gamma$ -átmenet útján jut az alapállapotba, úgy az első  $\gamma$ -kvantum irányához képest a második meghatározott irányeloszlást mutat (iránykorreláció). Ezen eloszlási függvény mérés útján meghatározott alakjából ugyancsak következtetni lehet  $J$ , ill.  $I_k$  és  $I_v$  értékére.

#### Az izomér szigetek és az atommag héjszerkezete

Igen érdekes következtetéseket vonhatunk le a magszerkezet alapvető szabályszerűségeire vonatkozóan az *izomér atommagoknak a magtáblázaton való eloszlásából*. Célszerű itt külön vizsgálni a páratlan tömegszámú magokat; ezek ugyanis sok jelenség értelmezése szempontjából úgy foghatók fel, mint egy páros neutronból és páros protonból álló gömbszimmetrikus törzs és egy azt körülkeringő nukleon rendszere. Jogos a feltevés, hogy e magok alacsonyban fekvő gerjesztett állapotai úgy jönnek létre, hogy az utolsó, páratlan nukleon egy magasabban fekvő kvantumállapotba ugrik át, miközben a páros-páros törzs állapota változatlan marad. E modell szerint olyan magoknál várható hosszú élettartamú izomér állapot kialakulása, melyekben az utolsó, páratlan nukleon alapállá-



pota és a gerjesztés céljára rendelkezésre álló első üres kvantumállapot között az impulzusmomentum-különbség több egységnyi. Amint a 12. ábra mutatja, páratlan tömegszámú hosszú élettartamú izomér magok jól elkülönülő szigetekbe csoportosulnak héjakba:



12. ábra. Ez az ábra a (páratlan tömegszámú) hosszú élettartamú izomér eloszlását mutatja be az atommagok táblázatán. Az abszcisszatengelyen a páratlan számban jelenlévő nukleonok számát tüntettük fel

portosulnak az atommagok táblázatán; ezekbe az izomér-szigetekbe gyakorlatilag kizárólag olyan atommagok tartoznak, amelyekben a páratlan számban jelenlévő nukleonok száma az 50-et, a 82-t vagy a 126-ot kevéssel megelőzi. Ez azt mutatja, hogy az utolsó, páratlan nukleon alapállapota és első gerjesztett állapota között nagy impulzusmomentum-különbségek csak a magtáblázat meghatározott tartományaiban lépnek fel. E tapasztalati tény — számos más kísérleti adattal együtt — fontos és értékes útmutatást adott az atommag erős spin-pálya-kölcsönhatáson alapuló héjmodelljének felállításához. Itt nincs hely arra, hogy e magmodell alapjául szolgáló nagyszámú tapasztalati ténnyel s a modell sikeres alkalmazásaival részletesen foglalkozunk; a Fizikai Szemle olvasóinak ezekről korábban már beszámoltunk.<sup>1</sup> Csupán annyit kell felidéznünk, hogy e modell szerint az atommag nukleonjai meghatározott  $l$  pályamomentumú kvantumpályákon keringenek, melyeket az  $l$  mellékkvantumszám mellett az  $n$  főkvantumszám és a pályamomentum és spin  $j$  eredőjének értékei jellemeznek. (Az  $l = 0, 1, 2,$

<sup>1</sup> VI. évf. 2. sz. 58. oldal.

3, 4, ... értékek jelölésére a szokást követve az  $s, p, d, f, g, \dots$  szimbólumokat használjuk.) A mag potenciálvölgyében, az erős spin-pálya-kölcsönhatás befolyására a nukleonok energiaszintjei a következőképpen sorakoznak egymás után és csoportosulnak héjakba:

$$\begin{aligned}
 &1s_{1/2} \mid 1p_{3/2}, 1p_{1/2} \mid 1d_{5/2}, 1d_{3/2}, 2s_{1/2} \mid 1f_{7/2}, 1f_{5/2} \\
 &2p_{3/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2} \mid 1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}, \\
 &1h_{11/2} \mid 1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2}, 1i_{13/2} \mid \dots
 \end{aligned}
 \quad (24)$$

(Itt a függőleges vonalak az egyes héjakat választják el egymástól, az alájuk írt számok pedig azt jelzik, hogy hány nukleon jelenléte esetén következik be a szóban forgó héjlezárodás.) (24)-ből látjuk, hogy az erős spin-pálya-kölcsönhatás okozta nagy szintfelhasadás, mely az egyes héjakat (20 felett) egymástól elválasztja, azt eredményezi, hogy a héjlezárodásokat jelző 50, 82, 126 „mágikus számok”-at közvetlenül megelőző energiaszintek között nagy impulzusmomentum-különbségek lépnek fel (50 alatt:  $9/2 - 1/2$ , 82 alatt  $11/2 - 1/2$ , 126 alatt  $13/2 - 1/2$ ), másutt viszont ilyeneket nem találunk. Látható, hogy a héjmodell arra az eredményre vezet, hogy a nagy impulzusmomentum-különbséggel rendelkező szintpárok mindenkor az 50, 82, 126 mágikus számokat megelőzően lépnek fel, s ezzel magyarázatot szolgáltat az 50, 82, 126 mágikus nukleonszámok előtt fellépő izomér szigetek létezésére. Az izomér szigeteket mutató 12. ábra jól illusztrálja Weizsäcker feltevésének helyességét: az izomér szigeteket ott találjuk, ahol a héjmodell szerint nagy impulzusmomentum-különbségű szintpárok lépnek fel. Maga az izomér-szigetek pusztá létezése is nagy fontosságú kísérleti alátámasztása az atommag erős spin-pálya-kölcsönhatáson alapuló héjmodelljének; meg kell azonban jegyezni, hogy a héjmodell nemcsak az izomér szigetek létezésének kvalitatív tényéről ad számot, de képes arra is, hogy egyes individuális izomér átmenetek sajátosságait részletesen magyarázza.

Györgyi Géza

Központi Fizikai Kutató Intézet  
Fizikai Optikai Laboratórium

#### A MAGIZOMÉRIÁVAL FOGLALKOZÓ ÖSSZEFOGLALÓ MUNKÁK:

1. E. Segré, A. C. Helmholtz, Rev. Mod. Phys. 21, 271 (1949).
2. M. Goldhaber, R. W. Hill, Rev. Mod. Phys. 24, 179 (1952).
3. M. I. Korszunskij, Izomerija atomnih jagyer, Gosztehizdat, Moszkva 1954.
4. D. E. Arlbürger, Handbuch der Physik, Band XLII, Springer, Berlin—Göttingen—Heidelberg 1957.

#### ALAPVETŐ MŰVEK A MULTIPÓLSUGÁRZÁS KVANTUMELMÉLETÉRŐL:

1. W. Heitler, Proc. Camb. Phil. Soc. 32, 112 (1936).
2. S. A. Moszkowski cikke a K. Siegbahn szerkesztette Beta- and Gamma-ray Spectroscopy c. kötetben 373. old. North. Holland Publishing Company, Amsterdam 1955.



## Demonstrációs kísérletek a fizikushallgatók valószínűségszámítási előadásaihoz az Eötvös Loránd Tudományegyetemen

### I. Bevezetés

A valószínűségszámítás egyre nagyobb fontosságra tesz szert a fizikus kutató munkájában. Minden mérés, még az elképzelhető legegyszerűbb is — pontatlan. Ha nem vagyunk képesek megadni azokat a határokat, melyek közé a mérendő fizikai mennyiség értéke esik — mérésünk nem ér semmit. Egyszerűbb esetekben a mérési hiba oly kis értékű, hogy nem érezzük fontosnak e határok megadását. A modern fizika komplikált, sok tényező felhasználásával elért mérési eredményei azonban semmitmondóké volnának a hibaintervallum megadása nélkül.

Felmerül az a kérdés, mérhető-e egy fizikai mennyiség mérési hibája. A hiba abszolút értékének mérése csak olyan berendezéssel volna elképzelhető, melynek mérési hibája kisebb, mint az első. Világos tehát, hogy a mérési hiba abszolút értékének mérése nem jöhet számításba. Megadhatunk azonban olyan korlátokat, hogy *nagyon valószínű*, hogy a mérési eredmények mind e korlátok közé esnek. Ha pl. egy mérendő fizikai mennyiség igazi értéke  $A$  és a valószínűség  $a$  értékét mérünk, megállapíthatunk egy olyan  $\pm \Delta a$  intervallumot, melyre

$$a - \Delta a < A < a + \Delta a$$

nem pontosan, hanem *igen nagy valószínűséggel*. A gyakorlati életben az igen nagy valószínűségű eseményeket bizonyosnak vesszük. Ha pl. reggel munkahelyünkre megyünk, igen nagy valószínűséggel elérjük azt, hacsak pl. valami baleset nem ér bennünket. Világos, hogy nincs olyan mérés, melyre *teljes bizonyossággal* megadhatjuk azt a  $\pm \Delta a$  intervallumot, melyen belül van a mérendő fizikai mennyiség értéke.

A mérések tervezéséhez és kiértékeléséhez elengedhetetlenül szükséges az, hogy a fizikus a kvalitatív „igen nagy valószínűséggel” kifejezés helyett kvantitatív megállapításokat is képes legyen tenni. A mérések célja az ismeretlen  $A$  fizikai mennyiség meghatározása. E célból sok mérést, pl.  $N$  számút kell végeznünk. Ekkor egy

$$a_1, a_2, \dots, a_N$$

mért értéksorozatot kapunk. Kérdés, hogyan határozzuk meg az  $a_1, a_2, \dots, a_N$  értéksorozatból azt az értéket, mely a fizikai mennyiség valódi  $A$  értékéhez legközelebb esik és mekkora az az intervallum, melybe az  $A$  valódi értéke igen nagy valószínűséggel belesik. Utolsó kérdésként meg kell állapítani azt, hogy a szóbanforgó intervallumban való beesés „igen nagy” valószínűsége a valószínűségben mekkora, tehát hány eshet mégis az adott intervallumon kívül.

Az elmondottak illusztrálására szolgáljon a klasszikus kocka-dobási példa. Ha egy játékkockát igen sokszor eldobunk és feljegyezzük, hogy hányszor jön ki pl. a hatos szám, akkor egy mérési eredményt kapunk. Ismételjük meg ezt a sorozatot többször ( $N$ -szer), akkor a mérési eredmények

$$a_1, a_2, \dots, a_N.$$

sorozatát kapjuk. Ezek az eredmények egy átlagérték környezetében helyezkednek el. Ha minden egyes sorozatnál  $n$ -szer dobtuk el a kockát a valószínűség arra, hogy  $k$ -szor kapjunk hatos értéket

$$B_p(n, k) = \binom{n}{k} P^k (1-P)^{n-k}$$

Itt  $P$ , a hatos dobásának valószínűsége, általában nem ismert, a kockadobások esetén azonban, ha a kocka teljesen szimmetrikus és homogén anyagból van, nyilván  $P = 1/6$ .

Ha ezt a  $B_p(n, k)$  valószínűséget a  $k$  függvényében felrajzoljuk, lépcsős görbét kapunk, melyet jól közelít egy Gauss-forma görbe. Látható, hogy egy ún. „várható értékből”, tehát a mérendő mennyiség igazi értékétől igen messze eső értékek is előfordulhatnak. A kapott  $k$  értékek zöme azonban egy  $\sigma$  tartományba esik, melynek neve a *szórás*. 100 kockadobás esetén például a várható érték nyilván  $100/6 \approx 16,7$ . Ha több 100-as sorozatot dobunk, az egyes eredmények átlagértéke közel fog esni a várható értékhez. Minél többször ismétljük meg a sorozatot, annál közelebb esik az átlagérték a várható értékhez, annál nagyobb pontossággal határoztuk meg a mérendő mennyiséget.

A „várható érték” azaz a mérendő fizikai mennyiség igazi értéke tehát csak az elosztás ismeretében számítható ki pontosan. Méréseinknek tulajdonképpen éppen az a célja, hogy a várható értéket, vagy az elosztás egyéb paramétereit a lehetőség szerinti pontossággal meghatározzuk. E célból igen sokszor kell a mérésünket megismételni, hogy az átlagolással kapott eredmény elég közel legyen a mérendő fizikai mennyiséghez. A valószínűségszámításra azért van a fizikusnak szüksége, hogy eldöntse a következő problémákat:

a) Egy fizikai mennyiséget adott pontossággal kívánok mérni, hány mérést kell végezni ehhez. Itt nem bízhatjuk magunkat a spontaneitásra, hiszen sokszor az adódik, hogy adott módszerrel esetleg csak évszázadokig tartó mért sorozat után kapható előírt pontosságú eredmény.

b) Adott mérési eredményssorozatból milyen átlagolással kell a fizikai mennyiséget legjobban megközelítő eredményt kiszámítani.

c) Adott méréssorozatból hogyan kell meghatározni azt az intervallumot, melybe a mérendő fizikai mennyiségnek feltétlenül, azaz igen nagy valószínűséggel bele kell esnie. Milyen valószínűséggel várható mégis ezen intervallumon kívüli eredmény?

Kérdés most már, hogy milyen valószínűséggel esik a mérés eredménye egy  $2\sigma$  tartományba, azaz

$$k_0 - \sigma < k < k_0 + \sigma$$

( $k_0$  itt a várható érték).

Tehát mekkorára kell  $a$ -t választanunk ahhoz, hogy már előírtan kevés mérés essék kívül a megadott intervallumon. A számítás szerint a fenti (Bernoulli) eloszlásra és egyben minden Gauss-hoz közeledő eloszlásra:

$a$	A $2\sigma$ intervallumon kívül eső eredmények száma %-ban
0	100%
1	31,7%
2	4,6%
3	0,27%
4	0,063%

Látható, hogy ha  $a = 1$ -et vesszük, mint az általában szokásos, — akkor még igen jelentős számú mérés eshet a megadott intervallumon kívül.  $a = 3$  választással már megnyugtató az eredmény. Ebből következik, hogy a mérési hiba megadásánál csak a szórás megadása nem elegendő, a szórás háromszorosának, az ún. háromszoros statisztikai hibának megadása ad csak megnyugtató eredményt.

Ez azt jelenti, hogy ha kockadobásunknál az eredményeknek nemcsak 0,27%-a, hanem sokkal több esik kívül a háromszoros statisztikai hibán, méltán gyanakodhatunk, hogy a kocka nem szimmetrikus, egyik oldala nehezebb stb.



Az ELTE Atomfizikai Tanszéken Jánosy Lajos professzor valószínűség-számítási előadásaihoz hallgatók bevonásával demonstratív gyakorlatokat iktattunk be. A gyakorlatokon a hallgatók nemcsak a kockadobás segítségével, hanem radioaktív bomlás statisztikai vizsgálatával is illusztrálták az elméleti megállapításokat, betekintést nyertek egy fizikai mérés kiértékelésének és statisztikai alapon való tervezetének problémáiba. Az itt ismertetendő két mérést az Atomfizikai Tanszéken az oktatók irányításával Huszár Miklós, Uray László és Válas György III. éves fizikus hallgatók dolgozták ki.

## II. Kis felezési idejű radioaktív izotóp bomlásgörbéjének felvétele

Régi kísérleti tapasztalat, hogy a radioaktív bomlás külső tényezőkkel nem lehet befolyásolni. Az egyes atomok elbomlásának ideje független a többi atomtól és független attól is, hogy mennyi ideig „élt” az illető atom. Legyen a valószínűség arra, hogy egy atom  $t_1$  ideig nem bomlott el  $p(t_1)$  és hogy  $t_2$  ideig nem bomlott el  $p(t_2)$ . Ha az elbomlás valószínűsége független az atom „életkorától”, akkor  $t_1 + t_2$  időtartamra a nem bomlás valószínűsége a két valószínűség szorzatával egyenlő:

$$P(t_1 + t_2) = P(t_1) \cdot P(t_2)$$

E függvényegyenlet megoldása

$$P(t) = e^{-t/t_0}$$

ahol  $t_0$  a bomlásra jellemző állandó.

A  $t$  idő után megmaradt atomok számának várható értéke

$$N e^{-t/t_0}$$

A  $t$  idő után elbomlott részecskék számának várható értéke

$$N(1 - e^{-t/t_0})$$

Az eloszlás itt hasonlít a kockadobás problémájához szórása a következő:

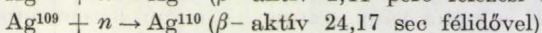
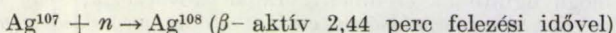
$$\sigma = \sqrt{N e^{-t/t_0} (1 - e^{-t/t_0})}$$

Ezek az eredmények elméleti megfontolásból születtek. Kiindulva az egyes bomlások függetlenségéből azt kaptuk, hogy az elbomló atomok száma az időben exponenciálisan csökken és az I. fejezetben kifejtettek alapján azt várjuk, hogy a mérési adatok az  $N(1 - e^{-t/t_0})$  várható értéknek megfelelő görbe körül úgy szóróknak majd, hogy nagyrészt eltérése nem lesz nagyobb  $\pm \sigma$ -nál és gyakorlatilag minden mérési adat benne lesz a  $\pm 3\sigma$  intervallumban.

Fizikai szempontból a  $t_0$  bomlási állandó mérése jelent feladatot, ehhez nem szükséges az egész bomlásgörbét felvenni. Demonstrációs szempontból, a statisztikai törvények kísérleti bemutatása céljából azonban igen értékes a teljes bomlásgörbe felvétele és azon az ingadozás tanulmányozása.

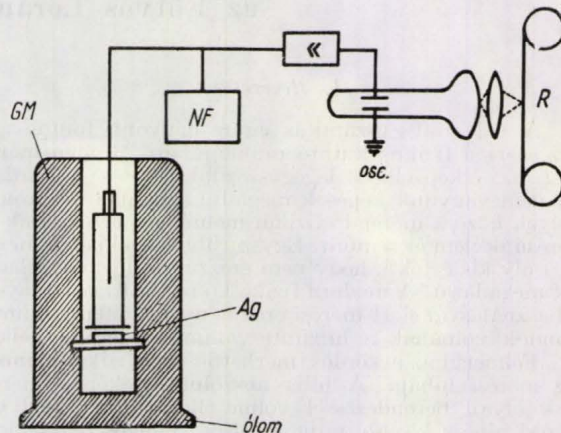
A bomlásgörbe felvételére szolgáló kísérleti berendezés vázlatát az 1. ábrán látható. Ezüstfóliát neutron-sugaraknak teszünk ki mintegy 10–15 perc időtartamra. Az ezüstfóliában két stabil ezüstizotóp van,  $\text{Ag}^{107}$  (52,5%);  $\text{Ag}^{109}$  (47,5%). A besugárzás egy polonium-berillium neutronforrással történik, mely egy vízzel telt kádban van elhelyezve. Az ezüstfólia a neutronforrástól mintegy 5 cm távolságban van.

A neutronbesugárzás után a következő átalakulás jön létre



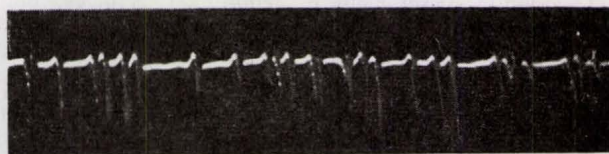
Két új radioaktív izotóp keletkezett tehát, különböző felezési idővel. Ezek közül természetesen az  $\text{Ag}^{108}$ -at választottuk ki, melynek 2,44 perces felezési ideje megengedi a bomlásgörbe kényelmes felvételét. A  $\beta$ -aktív izotóp bomlását egy végablakos Geiger-Müller számolócső segítségével vizsgáltuk. A számolócső impul-

zusait erősítés után katódsugár oszcilloszkópra vezettük és ennek segítségével az impulzusokat filmszalagra regisztráltuk. A filmszalagra a regisztrálóberendezés 1/2 másodpercenként időjeleket rajzolt. A G M -csövet a háttersugárzás csökkentésére ólomtoronyban helyeztük el (L. az ábrán).



1. ábra. A radioaktív bomlásgörbe felvételére használt kés zülék vázlatát. GM a végablakos számolócső, Ag az aktivált ezüstfólia helye, NF – nagyfeszültségű tápegység (1500 V), Osc – oszcilloszkóp, R – regisztráló filmszalag

A filmszalag egy darabja a 2. ábrán látható. A kis felezési idejű  $\text{Ag}^{110}$  izotóp nem okoz zavart, mert az aktiválás befejezése és a mérés elkezdése között eltelt időben (kb 1/2 perc) gyakorlatilag teljesen elbomlott.



2. ábra. A radioaktív bomlásgörbe felvételéhez használt végablakos számolócső filmszalagra regisztrált impulzusai

A filmszalagot azután a hallgatók kiértékeltek és megrajzolták a bomlásgörbét (3. ábra). A felvett bomlásgörbe lépcsőzetes, hiszen minden egyes impulzusidőhöz egy atom bomlását számítottuk (ez az ordinátán egy egységet jelent). A kísérleti görbe átlagértékét berajzolva (középső görbe) ezt a várható értékkel azonosíthatjuk, feltéve, hogy a mérések száma elég nagy. Itt ez a feltétel teljesül, a mérés ideje (kb. 5 perc) alatt több ezer impulzust számoltunk meg. Az eloszlás ismeretében a szórás is meghatározható. Az ábrán az egyszeres és a háromszoros statisztikai hibának megfelelő görbék láthatók.

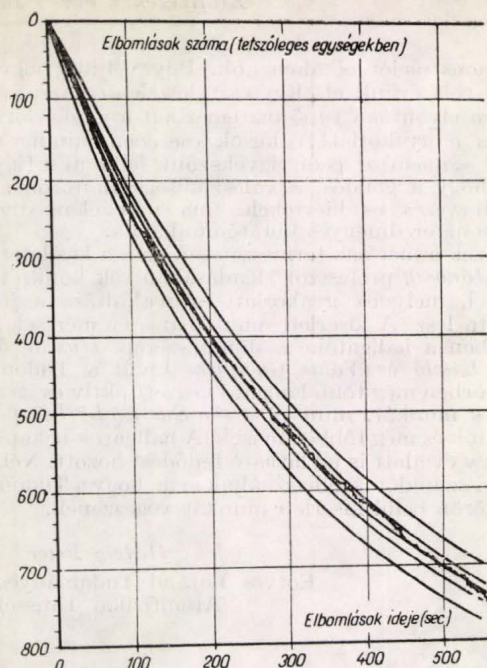
A kísérleti görbén jól látható a bomlás jellegéről megállapított néhány törvényszerűség, mint

- Az exponenciális csökkenés
- Az ingadozás mértéke az időben növekszik
- Az egyszeres statisztikai hibát néhány esetben túllépik a mérési adatok (mintegy 25%-ban), a háromszoros egy sem lépi túl (elméletileg 0,27%)

## III. Számlálóberendezés hatása koincidenciák sűrűség szerinti eloszlására

A radioaktív bomlás problémáját más módon is feldolgozhatjuk statisztikailag. Filmszalagunkon különböző időben impulzusok láthatók, az egyszerűség kedvéért feltehetjük, hogy minden impulzus egy atom elbomlását jelenti. Eredményeinket úgy is feldolgozhatjuk,





3. ábra. Radioaktív bomlás mért bomlágörbéje

hogy megállapítjuk, milyen gyakran szerepelnek adott impulzustávolságok. Tehát azt a problémát vizsgáljuk, mely időtartamok gyakoribbak, a rövidebbek vagy a hosszabbak.

Tehát most nem a bomlások számának várható értékét, hanem két bomlás között eltelt idő várható értékét keressük. A valószínűség arra, hogy az atom  $t$  ideig nem bomlik el.

$$P(t) = e^{-t/t_0}$$

A valószínűség arra, hogy a  $t$  után következő  $\Delta t$  intervallumban elbomlik

$$P(\Delta t) = 1 - e^{-\Delta t/t_0}$$

A két valószínűség egymástól független, tehát a valószínűség arra, hogy az atom biztosan a  $\Delta t$  intervallumban bomlik el és  $t$  ideig nem

$$e^{-t/t_0} (1 - e^{-\Delta t/t_0}) \approx \frac{1}{t_0} e^{-t/t_0} \Delta t$$

Látható, hogy adott  $\Delta t$  intervallum esetén az eloszlás az időben exponenciálisan csökken. Ha pl. megszámoljuk azt, hogy a teljes mérési idő alatt hány esetben következett be bomlás pl. 0–1 sec között, 1 sec–2 sec stb. között, akkor egy exponenciálisan csökkenő lépcsős görbét kapunk. A rövidebb időintervallumok előfordulási valószínűsége nagyobb.

Módosul a kérdés feltevése akkor, ha mérőberendezésünk nem minden egyes impulzust számol, hanem pl. minden tizediket, századikat vagy ezrediket. A gyakorlatban rendszerint ez a helyzet, hiszen mechanikusan csak egy bizonyos percenkénti impulzusszám alatt tudunk regisztrálni. Ezért az ún. scaler segítségével az impulzusszámot adott értékkel leosztják.

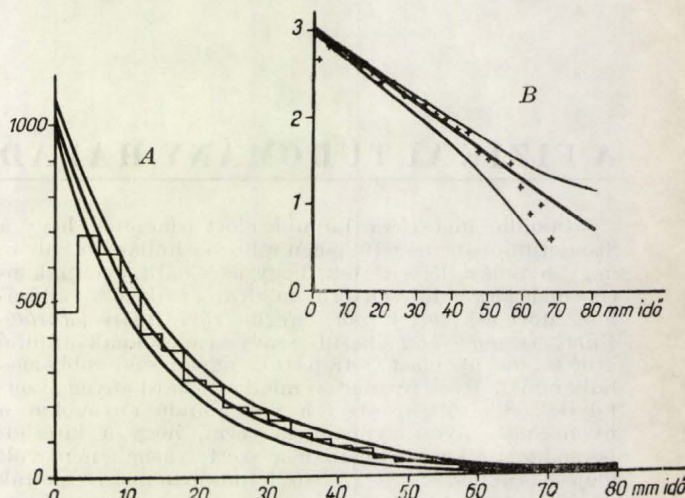
Érdekes kérdés az, hogyan befolyásolja a számlálóberendezés a „scaler” az időintervallumok statisztikáját. Első pillantásra világos az, hogy scaler beiktatása esetén nem a rövid intervallumok lesznek a legvalószínűbbek, hiszen azokat a berendezés nem képes felbontani.

A probléma matematikai vizsgálata azt mutatja, hogy az exponenciálisan csökkenő görbe helyett scaler

alkalmazásakor maximummal rendelkező görbét kapunk, tehát teljesen más eloszlást mint scaler nélkül. Ez nemcsak valószínűségszámítási kijelentések demonstrálása szempontjából lényeges, hanem gyakorlati jelentősége is van. A scalerrel mérő fizikusnak ismernie kell a mérőberendezés hatását a mérendő jelenség statisztikájára, mert különben a scaler viselkedéséből adódó effektust könnyen összetévesztheti a mérendő jelenséggel.

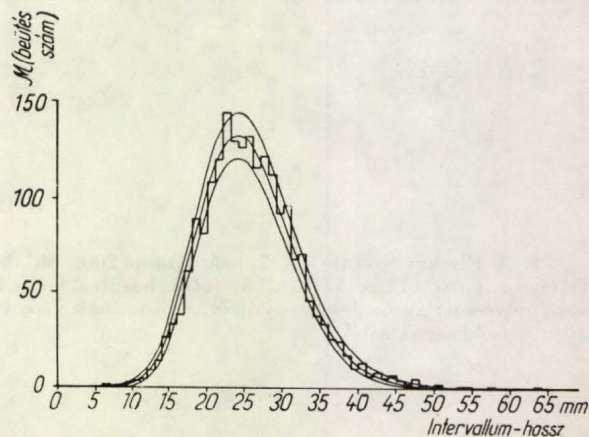
A regisztrálóberendezés hatásának vizsgálatához egy nagy felezési idejű radioaktív preparátumot használtunk,  $\text{Co}^{60}$ -at. A  $\text{Co}^{60}$  bomlásakor két egymás utáni gamma-fotont bocsát ki. A két  $\gamma$  foton egyidejűleg két GM-csővet ér. A csövek impulzusait egy ún. koincidenziakörre vezettjük, mely csak akkor produkál impulzusokat, ha a két számlálócsővet egyidőben érték impulzusok.

A mérés feladata ezeknek a koincidenziáknak időbeli vizsgálata. A koincidenziákat mozgó papírszalagra regisztráltuk, először csupán erősítés után, tehát scaler nélkül — majd scaler bekapcsolása után. A papírszalagra rögzített jelek közötti távolságok statisztikai feldolgozása után a hallgatók a 4. ábrán látható görbét kapták. Az egyes intervallumok hosszát lemérve megszámlálták, hogy az összesen kb. 5000 adat közül hány esik a 0–1, 1–2, 2–3 — milliméter intervallumok közé. Mivel a papírszalag egyenletes sebességgel futott, az impulzusok közötti időtartamok mérése helyett egyszerűen távolságmérés volt alkalmazható.



4. ábra. Radioaktív bomlás mért koincidenzieloszlása

A 4. ábrán az A-val jelzett görbe lineáris, a B-val jelzett pedig logaritmusos léptékben ábrázolja az intervallumok statisztikai eloszlását. A görbén a háromszoros



5. ábra. Az intervallum eloszlása kis beütésszámnál



statisztikai hiba van feltüntetve. Igen érdekes a kis intervallumoknál mutatkozó eltérés. Itt a mérések egy része kívül esik a háromszoros statisztikai hibán is, ami azt mutatja, hogy a feltételezett eloszlás ebben a tartományban nem volt helyes. Az eltérés oka nyilvánvaló, ha a scalerrel felvett 5. ábrát vizsgáljuk. Itt a mérés olyan számlálóberendezéssel történt, mely minden 16-ik impulzust jelzett. Az elméletileg számított átlag-görbe és az egyszeres statisztikai hiba van az ábrán folyamatos vonallal feltüntetve.

Látható, hogy az eloszlás korántsem exponenciális, és az elméleti görbéhez jól simul. Az eredményeknek itt is, mint az első bomlásgörbénél — mintegy  $2/3$ -a kívül esik az egyszeres statisztikai hibán.

Ezek alapján világos, hogy a 4. ábrán látható eltérés fizikai oka a regisztrálóberendezés véges felbontóképessége, mely a kis intervallumhosszaknál hasonló módon változtatja meg az eloszlást, mint a scaler beiktatása.

#### Befejezés

Az egyetemen újszerű dolog az, hogy matematikai előadáshoz aránylag komplikált technikájú fizikai mérés-

si demonstrációt alkalmazunk. Úgy véljük, hogy ezzel kettős célt érünk el. Egyrészt közelebb hozzuk a tudományos elvontnak tűnő matematikát a gyakorlathoz — és a gyakorlat fizikusok esetében mindig mérést jelent —, másrészt pedig igyekszünk felhívni a figyelmet arra, hogy a gondos, a valószínűségi számításra alapuló méréstervezés és kiértékelés ma már elengedhetetlen kelléke az eredményes kutatómunkának.

Ezek a mérések természetesen csak a kezdetet jelentik. Jánosy professzor előadásában sok konkrét példa szerepel, melynek gyakorlati megvalósítása a jövő év feladata lesz. A kísérleti munkában és a mérések kiértékelésében a hallgatóké a döntő szerep. Huszár Miklós, Uray László és Válas Györgyön kívül a Tudományos Diákkörben még több hallgató végzett aktív és igen eredményes munkát, mint pl. Csön-Sih és Li Lin-pé kínai hallgatók és még többen mások. A hallgatók bekapcsolása már egy év alatt is jól látható fejlődést hozott. Néhányan a nyári szünidőt is felhasználják arra, hogy a Tudományos Diákkörön belül kísérleti munkát végezzenek.

Hedvig Péter

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Atomfizikai Tanszék

## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

**Ötmillió atmoszféra.** Lapunk előtt ismeretes, hogy a Szovjetunióban már 1952-ben robbanás-hullámmal olyan nagy nyomást létesítettek, hogy az előállt energiakonzentráció elegendő volt termionukleáris reakció kiváltásához. Most érkezett híradás szerint rövid időre laboratóriumi viszonyok közt sikerült szovjet tudósoknak ötmillió atmoszféra nyomást létrehozni, ugyancsak robbanás-hullámmal. Ilyen nyomáson minden szilárd anyag „szétfolyik”. Sikerült azonban a vizsgálandó anyagokat a nyomásnak olyan gyorsan alávetni, hogy a kísérleti berendezés alkotóanyagában a szétfolyásnak nem volt ideje a kifejlődésre. — A Szovjetunióban megvizsgálták vas és más fémek kompresszibilitását nagy nyomáson. Az eredmények alapján Knopff és MacDonald felújították a Föld centrális részének kémiai összetételére vonatkozó vizsgálatokat. A földmag határán feltételezhető nyomáson a vas sűrűségére  $11,8 \text{ g cm}^{-3}$  adódik (a közönségesen megfigyelhető  $7,9 \text{ g cm}^{-3}$  értékkel szemben). A földmag anyagának tapasztalt sűrűsége ezzel szemben mindössze  $9\text{--}10 \text{ g cm}^{-3}$ . A földrengés-hullámok terjedési sebessége is eltér attól, amit vasban

ilyen nagy nyomáson várnánk. A földmagra vonatkozó sűrűségértékekkel és rengés-hullám-sebességekkel legjobb egyezést olyan anyag esetén kapunk, amelynek közepes rendszáma 23. (Vas:  $Z=26$ , mangán:  $Z=25$ , króm:  $Z=24$ , vanádium:  $Z=23$ , titán:  $Z=22$ , szkandium:  $Z=21$ , kalcium:  $Z=20$ .) Az említett két amerikai szerző szerint valószínű, hogy a földmag a korábbi nézetekkel ellentétben nem kizárólag vasat tartalmaz, hanem jelentékeny arányban könnyebb elemeket is. — Bullen szerint a Föld belsejében a maximális nyomás közel négy-ötmillió atmoszféra. (Phys. Blätter.)

M. Gy.

**Nagyméretű buborékkamra.** A California-Egyetemen 550 liter térfogatú buborékkamrát helyeztek üzembe. Töltőanyaga cseppfolyós hidrogén. A kamra a Bevatronban felgyorsított részecskék által előidézett elemirész-folyamatok észlelésére szolgál és automatikus kiértékelő berendezéssel van ellátva.

M. Gy.

#### HIBAIGAZÍTÁS

1. A Fizikai Szemle IX/7. számának 200. oldalára értelemzavaró elírás került. A jobb hasáb 29. és 30. sora helyesen: „szórólencse gyújtótávolságának viszonya adja a szögnyitást”.

2. U. ebben a számban 221. oldalon névelírás történt. A balhasáb 21. sora helyesen: „Nagy érdeklődést váltott ki Süly Árpád részecskegyorsító megértésére szerkesztett eszköze.”